

UNTERSUCHUNG DER PRODUKTION UND DES ZERFALLS  
DES CHARMANTEN BARYONS  $\Lambda_c^+$  IN EINEM EXPERIMENT  
AN DEN PROTONSPEICHERRINGEN DES CERN ISR

Hansjörg Seebrunner

Genf 1980



UNTERSUCHUNG DER PRODUKTION UND DES ZERFALLS  
DES CHARMANTEN BARYONS  $\Lambda_c^+$  IN EINEM EXPERIMENT  
AN DEN PROTONSPEICHERRINGEN DES CERN ISR

Dissertation der Fakultät für Physik der  
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von  
Hansjörg Seebrunner  
aus  
Bayerisch Gmain  
Genf, den 5.5.1980

Erster Gutachter: Prof. Dr. Arnold Staude

Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Fritz Wagner

Tag der mündlichen Prüfung: 27. Juni 1980



## ZUSAMMENFASSUNG

Es werden die Ergebnisse des Experimentes R606 über die Produktion und den Zerfall des charmanten Baryons  $\Lambda_c^+$  präsentiert. Das Experiment wurde an den Protonspeicherringen des CERN ISR bei einer Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}=63$  GeV durchgeführt. Ein  $\Lambda_c^+$ -Signal wird bei diffraktiven Prozessen

$$p_1 p_2 \rightarrow p_1' X$$

$$\quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad \Lambda_c^+ \bar{D} + n \cdot \pi$$

mit hoher Masse  $M_X$  für das angeregte baryonische System  $X$  im Zerfallskanal  $K-p\pi^+$  beobachtet. Wir finden für den Wirkungsquerschnitt nach der Korrektur für Einflüsse des Multiplizitätsstriggers

$$\sigma \cdot B(K-p\pi^+) = 3.1 \pm 1.3 \mu\text{b} \quad (x \geq 0.4, \quad 10 < M_X < 28 \text{ GeV}/c^2)$$

Die Einflüsse des Triggers auf das Resultat werden anhand der  $\Lambda^0$ -Produktion studiert. Dabei zeigt sich auch, daß die  $x$ -Abhängigkeit der  $\Lambda^0$ -Produktion in diffraktiven Ereignissen nicht mit den Vorhersagen der sogenannten Spectator Counting Rules übereinstimmt.

Bei der Suche nach einem  $\Lambda_c^+$  im  $\Lambda^0 3\pi$ -Kanal, die völlig analog zur Analyse des  $K-p\pi^+$ -Systems durchgeführt wird, zeigt sich kein Signal. Die obere Grenze (95% Cl.)

$$\sigma \cdot B(\Lambda^0 3\pi) < 3.1 \mu\text{b} \quad (x \geq 0.4, \quad 10 < M_X < 28 \text{ GeV}/c^2)$$

wird ermittelt.

Die Ergebnisse über Masse und Verzweigungsverhältnisse des  $\Lambda_c^+$  werden mit denen andere Experimente verglichen. Die verschiedenen ISR Experimente mit Resultaten über  $\Lambda_c^+$ -Produktion werden diskutiert. Wir finden, daß die Messungen stark von den theoretischen Vorhersagen über die Charmproduktion bei  $pp$ -Stößen abweichen.



Digitized by the Internet Archive  
in 2026

[https://archive.org/details/IA41551913\\_0079](https://archive.org/details/IA41551913_0079)

# INHALTSVERZEICHNIS

|                           |    |
|---------------------------|----|
| ZUSAMMENFASSUNG . . . . . | ii |
|---------------------------|----|

|                |              |
|----------------|--------------|
| <u>Kapitel</u> | <u>Seite</u> |
|----------------|--------------|

|                         |   |
|-------------------------|---|
| 1. EINLEITUNG . . . . . | 1 |
|-------------------------|---|

## TEIL I. Aufzeichnung der Daten

|                                     |    |
|-------------------------------------|----|
| 2. EXPERIMENTELLER AUFBAU . . . . . | 10 |
|-------------------------------------|----|

|                                                |    |
|------------------------------------------------|----|
| Proton Speicherringe (ISR) . . . . .           | 10 |
| Detektor . . . . .                             | 13 |
| Diffrakitives Spektrometer (S2) . . . . .      | 15 |
| Lampshade (S1a) . . . . .                      | 18 |
| Lampshade Magnet . . . . .                     | 18 |
| Driftkammern . . . . .                         | 19 |
| Cerencov- Schauer- und Triggerzähler . . . . . | 23 |
| Vorwärtsspektrometer (S1b) . . . . .           | 23 |
| Septummagnet . . . . .                         | 23 |
| Proportionalkammern . . . . .                  | 24 |
| Cerencov- und Triggerzähler . . . . .          | 26 |
| Camacsystem und Computer . . . . .             | 27 |

|                                     |    |
|-------------------------------------|----|
| 3. TRIGGER UND DATENNAHME . . . . . | 29 |
|-------------------------------------|----|

|                      |    |
|----------------------|----|
| Trigger . . . . .    | 29 |
| Datennahme . . . . . | 31 |

## TEIL II. Rekonstruktion der Spuren und Reduktion der Daten

|                                 |    |
|---------------------------------|----|
| 4. SPURREKONSTRUKTION . . . . . | 34 |
|---------------------------------|----|

|                                                |    |
|------------------------------------------------|----|
| Diffrakitives Spektrometer . . . . .           | 34 |
| Vorwärtsspektrometer . . . . .                 | 36 |
| Bestimmung der Koordinaten . . . . .           | 38 |
| Punktsuche in den Kammerblocks . . . . .       | 40 |
| Aufsuchen der $y$ -Linien . . . . .            | 41 |
| Anpassung der dreidimensionalen Spur . . . . . | 41 |
| Lampshade . . . . .                            | 40 |

|                             |    |
|-----------------------------|----|
| 5. DATENREDUKTION . . . . . | 49 |
|-----------------------------|----|

## TEIL III. Massenspektren und Wirkungsquerschnitte

|                                                              |    |
|--------------------------------------------------------------|----|
| 6. METHODE ZUR BESTIMMUNG DES WIRKUNGSQUERSCHNITTS . . . . . | 51 |
|--------------------------------------------------------------|----|

|                                                           |    |
|-----------------------------------------------------------|----|
| 7. MESSUNG DES DIFFRAKTIVEN WIRKUNGSQUERSCHNITT . . . . . | 56 |
|-----------------------------------------------------------|----|

|                                                      |    |
|------------------------------------------------------|----|
| 8. MESSUNG DES LAMBDA WIRKUNGSQUERSCHNITTS . . . . . | 59 |
|------------------------------------------------------|----|

|                                                |    |
|------------------------------------------------|----|
| Auswahl der Lambdas . . . . .                  | 59 |
| Korrekturen für Verluste . . . . .             | 63 |
| Korrektur für geometrische Akzeptanz . . . . . | 63 |
| Andere Korrekturen . . . . .                   | 61 |
| Resultate und Diskussion . . . . .             | 67 |

|                                                                                                            |    |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 9. SIGNAL DES CHARMANTEN BARYONS $\Lambda_c^+$ IM $(K-P\pi^+)$ -KANAL<br>UND WIRKUNGSQUERSCHNITT . . . . . | 77 |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|

|                                                     |    |
|-----------------------------------------------------|----|
| Analyse des $(K-p\pi^+)$ -Massenspektrums . . . . . | 77 |
| Bestimmung des Wirkungsquerschnitts . . . . .       | 82 |
| Korrektur für geometrische Akzeptanz . . . . .      | 82 |
| Andere Korrekturen . . . . .                        | 85 |
| Resultate . . . . .                                 | 89 |

|     |                                                                                                                                                   |     |
|-----|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 10. | SUCHE NACH DEM SIGNAL EINES CHARMANTEN BARYONS IM<br>( $\Lambda\pi^+\pi^-\pi^+$ )-KANAL UND OBERE GRENZE FÜR DEN<br>WIRKUNGSQUERSCHNITT . . . . . | 92  |
|     | Auswahl der Lambdas . . . . .                                                                                                                     | 92  |
|     | Analyse der ( $\Lambda\pi$ )-Massenspektren . . . . .                                                                                             | 97  |
|     | Oberer Grenze für den Wirkungsquerschnitt im<br>( $\Lambda\pi^+\pi^-\pi^+$ )-Kanal . . . . .                                                      | 101 |
| 11. | DISKUSSION DER ERGEBNISSE . . . . .                                                                                                               | 103 |
|     | Masse des charmanten Baryons $\Lambda_c^+$ . . . . .                                                                                              | 103 |
|     | Verzweigungsverhältnisse . . . . .                                                                                                                | 105 |
|     | $\Lambda_c^+$ -Produktion bei starker Wechselwirkung . . . . .                                                                                    | 106 |
|     | BIBLIOGRAPHIE . . . . .                                                                                                                           | 112 |
|     | LEBENS LAUF . . . . .                                                                                                                             | v   |
|     | DANKSAGUNG . . . . .                                                                                                                              | vi  |

## VERZEICHNIS DER TABELLEN

| <u>Tabelle</u>                                                                                                               | <u>Seite</u> |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------|
| 1. Quantenzahlen der Quarks . . . . .                                                                                        | 1            |
| 2. Eigenschaften der Spektrometer des Experimentes . . . . .                                                                 | 15           |
| 3. Gleichung der Trajektorie im Vorwärtsspektrometer . . . . .                                                               | 41           |
| 4. Gleichung der Trajektorie im Vorwärtsspektrometer<br>(reduzierte Form) . . . . .                                          | 42           |
| 5. Zusammenhang zwischen Spurparametern und<br>Kammerkoordinaten im Vorwärtsspektrometer . . . . .                           | 43           |
| 6. Korrekturfaktoren für den $\Lambda^0$ -Wirkungsquerschnitt . . . . .                                                      | 67           |
| 7. Resultate der $a \cdot \exp(-b p_t^2)$ Parametrisierung des<br>invarianten $\Lambda^0$ -Wirkungsquerschnitts . . . . .    | 69           |
| 8. Akzeptanzkorrektur für die Reaktion $\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p \pi^+$ . . . . .                                       | 84           |
| 9. Korrekturfaktoren für den $\Lambda_c^+$ -Wirkungsquerschnitt . . . . .                                                    | 86           |
| 10. Resultate der $a \cdot \exp(-b p_t^2)$ Parametrisierung des<br>invarianten $\Lambda_c^+$ -Wirkungsquerschnitts . . . . . | 91           |
| 11. Eigenschaften der Lambdasignale der verschiedenen<br>Qualitätsstufen LSTT . . . . .                                      | 93           |
| 12. Übersicht über alle Experimente die bisher $\Lambda_c^+$ -<br>Produktion beobachteten . . . . .                          | 104          |
| 13. $\sigma \cdot B$ für $\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p \pi^+$ in den Experimenten R606, SFM und<br>R603 . . . . .           | 108          |
| 14. Wirkungsquerschnitte für $\Lambda_c^+$ - und $\Lambda^0$ -Produktion in<br>den Experimenten R606, SFM und R603 . . . . . | 111          |

# VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

| <u>Abbildung</u>                                                                                                             | <u>Seite</u> |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------|
| 1. SU(4)-Multipletts der Mesonen (a) und der $1/2^+$ -Baryonen (b) . . . . .                                                 | 3            |
| 2. Zerfälle des charmanten Quarks . . . . .                                                                                  | 5            |
| 3. Produktionsprozesse für charmante Quarks bei starker Wechselwirkung . . . . .                                             | 7            |
| 4. $\sqrt{s}$ -Abhängigkeit einiger theoretischer Vorhersagen für die Produktion charmanter Teilchen bei pp-Stößen . . . . . | 8            |
| 5. Aufbau der ISR . . . . .                                                                                                  | 10           |
| 6. Kreuzungsbereich (Diamant) der ISR und Strahlprofile . . . . .                                                            | 12           |
| 7. Aufbau des Experimentes . . . . .                                                                                         | 13           |
| 8. Feldverlauf in den Magneten des Experimentes . . . . .                                                                    | 16           |
| 9. Seitenansicht des diffraktiven Spektrometers . . . . .                                                                    | 17           |
| 10. Anordnung der Feldspulen im Lampshade Magneten . . . . .                                                                 | 19           |
| 11. Frontansicht des Lampshade . . . . .                                                                                     | 20           |
| 12. Anordnung der Driftkammern im Lampshade . . . . .                                                                        | 21           |
| 13. Schematischer Aufbau der Driftzellen . . . . .                                                                           | 22           |
| 14. Schrägansicht der Septummagneten im Vorwärtsspektrometer . . . . .                                                       | 24           |
| 15. Anordnung der Proportionalkammerebenen im Vorwärtsspektrometer . . . . .                                                 | 25           |
| 16. Schrägansicht der Cerenkovzähler im Vorwärtsspektrometer . . . . .                                                       | 27           |
| 17. Schema des Systems für die Datenaufzeichnung . . . . .                                                                   | 28           |
| 18. Anordnung der Triggerzähler des Experimentes . . . . .                                                                   | 29           |
| 19. Triggerrate als Funktion der Masse des diffraktiv angeregten Systems X . . . . .                                         | 32           |
| 20. Form der Trajektorie im diffraktiven Spektrometer . . . . .                                                              | 34           |
| 21. Mit dem diffraktiven Spektrometer gemessene Impulsspektren von elastisch und diffraktiv gestreuten Protonen . . . . .    | 36           |
| 22. Mit dem Vorwärtsspektrometer gemessenes Impulsspektrum von elastisch gestreuten Protonen . . . . .                       | 37           |
| 23. Messung der relativen Kammerpositionen im Vorwärtsspektrometer mit geraden Spuren . . . . .                              | 39           |
| 24. Mit dem Vorwärtsspektrometer gemessener ISR-Diamant (Projektionen) . . . . .                                             | 40           |
| 25. $\chi^2$ -Verteilung der Spuranpassung im Vorwärtsspektrometer . . . . .                                                 | 45           |

|     |                                                                                                                                    |     |
|-----|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 26. | Graphische Darstellungen der Spuren eines Ereignisses im Vorwärtsspektrometer . . . . .                                            | 47  |
| 27. | Kinematische Variablen für die Reaktion $pp \rightarrow pX$ . . .                                                                  | 51  |
| 28. | Parametrisierung des invarianten diffraktiven Wirkungsquerschnitts . . . . .                                                       | 57  |
| 29. | Gegenüberstellung von Monte Carlo Ereignissen und registrierten Daten im diffraktiven Spektrometer . . .                           | 58  |
| 30. | Mittellinie des Diamanten . . . . .                                                                                                | 60  |
| 31. | Lambdasignal für verschiedene Auswahlkriterien . . . .                                                                             | 62  |
| 32. | Für Messung des Wirkungsquerschnitts benutztes Lambdasignal . . . . .                                                              | 65  |
| 33. | Invarianter Wirkungsquerschnitt für die $\Lambda^0$ -Produktion . . . . .                                                          | 68  |
| 34. | Parameter $b$ in $\exp(-b p_t^2)$ in inklusiven Messungen und unseren Daten . . . . .                                              | 70  |
| 35. | $x$ -Abhängigkeit der $\Lambda^0$ -Produktion . . . . .                                                                            | 70  |
| 36. | $x$ -Abhängigkeit der mittleren Multiplizität der $\Lambda^0$ -Ereignisse . . . . .                                                | 72  |
| 37. | $x$ -Abhängigkeit der Lambdaproduktion in inklusiven und unseren Daten . . . . .                                                   | 73  |
| 38. | Multiplizitätskorrektur für die Triggerwahrscheinlichkeit . . . . .                                                                | 75  |
| 39. | Invariante Masse der $(p, K^-, \pi^-)$ -Kombinationen . . . .                                                                      | 79  |
| 40. | Invariante Masse der $(p, K^-)$ -Kombinationen . . . . .                                                                           | 81  |
| 41. | Invariante Masse der $(\Lambda, \pi^-)$ -Kombinationen . . . . .                                                                   | 82  |
| 42. | $x$ -Abhängigkeit der mittleren Multiplizität der $\Lambda_c^+$ -Ereignisse . . . . .                                              | 85  |
| 43. | Mittlerer Abstand der Spuren der $(p, K^-, \pi^+)$ -Kombinationen vom Wechselwirkungsvertex . . .                                  | 87  |
| 44. | Invariante Masse der $(p, K^-, \pi^-)$ -Kombinationen für Ereignisse mit $\geq 3$ rekonstruierten Spuren in FS und LS . . . . .    | 88  |
| 45. | Invarianter Wirkungsquerschnitt für $\Lambda_c^+$ -Produktion (multipliziert mit Verzweigungsverhältnis $B(pK^-\pi^+)$ ) . . . . . | 90  |
| 46. | $x$ -Abhängigkeit der $\Lambda_c^+$ -Produktion . . . . .                                                                          | 91  |
| 47. | Lambdasignale für die Qualitätsstufen LSTT . . . . .                                                                               | 94  |
| 48. | Zusammenhang zwischen der Qualität der rekonstruierten Spuren und dem Lambdasignal . . . .                                         | 95  |
| 49. | Zusammenhang zwischen dem Cerencovsignal des Protons und dem Lambdasignal . . . . .                                                | 96  |
| 50. | Invariante Masse der $(\Lambda^0, \pi^+)$ -Kombinationen . . . . .                                                                 | 98  |
| 51. | Invariante Masse der $(\Lambda^0, \pi^-)$ -Kombinationen . . . . .                                                                 | 99  |
| 52. | Invariante Masse der $(\Lambda^0, \pi^-)$ -Kombinationen nach Schnitten auf die Lage des $(\Lambda^0, \pi^-)$ -Vertexes . .        | 100 |
| 53. | Invariante Masse der $(\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^+)$ -Kombinationen . .                                                            | 101 |

# Kapitel 1

## EINLEITUNG

Bis zur Entdeckung des  $J/\psi$ -Teilchens [1,2] im Jahre 1974 ließen sich alle bekannten Hadronen in die Multipletts der Symmetriegruppe  $SU(3)$  einordnen. Die Existenz dieses Ordnungsschemas läßt sich verstehen, wenn man annimmt, daß die Hadronen aus drei elementaren Bausteinen, den sogenannten Quarks aufgebaut sind. Quarks sind Teilchen mit Spin  $1/2$ , Baryonzahl  $1/3$  und haben im am häufigsten benutzten Modell  $1/3$  bzw.  $2/3$  der Elektronladung. Im Quarkmodell [3,4] sind die Mesonen gebundene Zustände aus einem Quark ( $q$ ) und einem Antiquark ( $\bar{q}$ ), während die Baryonen aus drei Quarks ( $qqq$ ) zusammengesetzt sind. Die  $SU(3)$ -Multipletts können mit drei Quarks, dem up ( $u$ ), dem down ( $d$ ) und dem strange ( $s$ ) Quark (Tab.1), konstruiert werden.

| Tabelle 1                  |                 |       |        |        |       |
|----------------------------|-----------------|-------|--------|--------|-------|
| Quantenzahlen der Quarks   |                 |       |        |        |       |
|                            |                 | u     | d      | s      | c     |
| 3. Komponente des Isospins | $I_3$           | $1/2$ | $-1/2$ | 0      | 0     |
| Hyperladung                | $Y=B+S$         | $1/3$ | $1/3$  | $-2/3$ | $1/3$ |
| elektrische Ladung         | $Q=I_3+(Y+C)/2$ | $2/3$ | $-1/3$ | $-1/3$ | $2/3$ |
| Seltenheit                 | $S$             | 0     | 0      | -1     | 0     |
| Charm                      | $C$             | 0     | 0      | 0      | 1     |

Ueber die Existenz eines vierten Quarks wurde erstmals nachgedacht, als man versuchte, eine Symmetrie zwischen Leptonen und Hadronen herzustellen [siehe z.B. 5]. Den beiden Leptonpaaren

$$(\nu_e, e^-) \quad \text{und} \quad (\nu_\mu, \mu^-) \quad (1.1a)$$

sollten zwei Quarkpaare gegenüberstehen:

$$(u, d') \quad \text{und} \quad (c, s') \quad (1.1b)$$

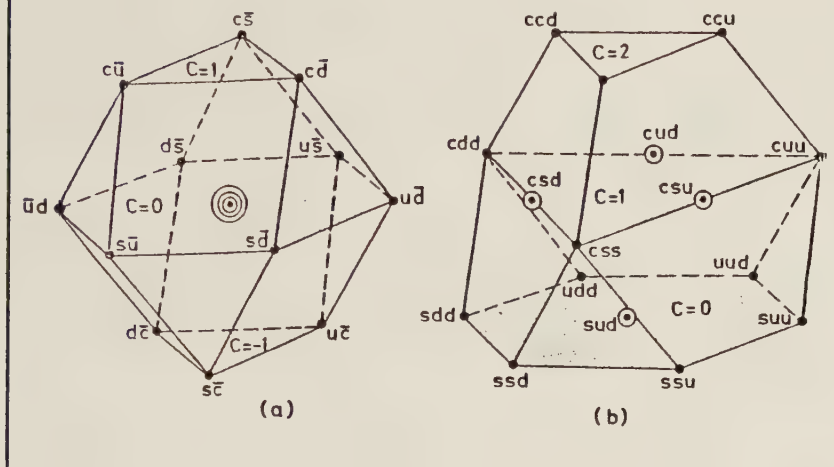
$d'$  und  $s'$  sind dabei Quark-eigenvektoren der schwachen Wechselwirkung. Sie sind Linearkombinationen aus  $d$  und  $s$  Quark (siehe Gleichung (1.2)), den Quark-eigenvektoren der starken Wechselwirkung. Das vierte, charmante Quark ( $c$ ) sollte dieselbe Ladung wie das  $u$  Quark, keine Seltsamkeit und die neue Quantenzahl Charm ( $C=1$ ) tragen (Tab.1).

Später konnten Glashow, Iliopoulos und Maiani (GIM) [6] zeigen, daß mit Hilfe des charmanten Quarks Divergenzprobleme in der Theorie der schwachen Wechselwirkung beseitigt werden konnten. Die Schwierigkeiten traten bei neutralen Prozessen wie  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  und  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  auf, bei denen sich die Seltsamkeit ändert. Die Theorie sagte viel zu hohe Raten für diese Zerfälle voraus. Mit dem GIM-Mechanismus wurde eine wirksame Unterdrückung der die Seltsamkeit ändernden neutralen Ströme erreicht. Gleichzeitig wurden neutrale Ströme, die die Seltsamkeit erhalten, vorausgesagt. Ihre Entdeckung [7,8] war eine erste Bestätigung des GIM-Modells und der Charmhypothese.

Eine direkte Folge der Charmhypothese [siehe z.B. 9 oder 10] war die Vorhersage einer Vielzahl neuer Teilchen, da das charmante Quark genau wie  $u$ ,  $d$  und  $s$  Quarks gebundene Zustände bilden würde. Die  $SU(3)$ -Multipletts der bekannten Hadronen sollten in den größeren Multipletts der  $SU(4)$ -Symmetrie enthalten sein. Die  $SU(4)$ -Multipletts der Mesonen und der Baryonen mit Spinparität  $1/2^+$  sind in Abb.1 gezeigt. In den mit  $C=0$  markierten Ebenen finden sich die  $SU(3)$ -Multipletts wieder.

Mit dem  $J/\psi$ -Teilchen, das als gebundener  $c\bar{c}$ -Zustand interpretiert werden konnte, war der erste direkte experimentelle Hinweis auf die Existenz des charmanten Quarks gefunden. Nach und nach wurde dann im Einklang mit dieser Interpretation ein ganzes Spektrum von Charmoniumzuständen ( $c\bar{c}$ ) gefunden. Charmoniumzustände tragen die Quantenzahl Charm nicht explizit ( $C=0$ ), da sich die Quantenzahlen des  $c$

Abbildung 1  
 $SU(4)$ -Multipletts der Mesonen (a) und der  
 $1/2^+$ -Baryonen (b)



und des  $\bar{c}$  Quarks auslöschen. Mit der Entdeckung des  $D^0$  ( $=c\bar{u}$ ) und des  $D^+$  ( $=c\bar{d}$ ) Mesons [11 bzw. 12], waren auch Teilchen mit offenem Charm ( $C=1$ ) gefunden. Auch das  $D^-$  ( $=\bar{c}u$ ) und das  $F^+$  ( $=c\bar{s}$ ) Meson [13] wurden bereits beobachtet. Die meisten Mitglieder des  $SU(4)$  Multipletts der pseudoskalaren ( $0^-$ ) Mesonen sind damit bereits nachgewiesen. Bei den Baryonen [14] wurde bisher nur das leichteste, das  $\Lambda_c^+$  ( $=udc$ ) [15] nachgewiesen. Es gibt jedoch auch experimentelle Hinweise auf das  $\Sigma_c^+$  ( $=uuc$ ) [15].

Charm soll genau wie Seltsamkeit bei starken und elektromagnetischen Wechselwirkungen erhalten bleiben, nicht dagegen bei den schwachen. Die leichtesten charmanten Baryonen sind wegen der großen Masse des charmanten Quarks ( $m_c \approx 1.5$  GeV/ $c^2$ ) relativ schwere Teilchen, die sich durch eine für schwache Zerfälle typische lange Lebenszeit auszeichnen. Damit unterscheiden sie sich von seltsamen Teilchen vergleichbarer Masse, die unter starker Wechselwirkung zerfallen.

len können. Die Weglängen, die charmante Teilchen vor dem Zerfall zurücklegen, sind jedoch nicht lang genug, um mit den derzeit in der Hochenergiephysik üblichen Detektoren, Kernemulsionen ausgenommen [z.B. 16 oder 57], beobachtet werden zu können. Ueber die dafür nötige Auflösung verfügen nur speziell für diesen Zweck entwickelte, neuartige Detektoren. Wegen der langen Lebenszeit ist aber auch die Massenunschärfe der schwach zerfallenden charmanten Teilchen sehr gering, was ihre Identifikation in einem Experiment wie dem unseren möglich macht.

Die schwachen Zerfälle der Hadronen werden, wie die der Leptonen, durch den Austausch von virtuellen Vektorbosonen zwischen Fermionpaaren beschrieben. Diese Fermionpaare sind die Doubletts von Gleichung (1.1). Die hadronischen schwachen Zerfälle erfolgen über die Uebergänge:

$$\begin{aligned} u &\longleftrightarrow d' = d \cdot \cos\theta_c + s \cdot \sin\theta_c \\ c &\longleftrightarrow s' = s \cdot \cos\theta_c - d \cdot \sin\theta_c \end{aligned} \quad (1.2)$$

$\theta_c$  ist dabei der Cabibbowinkel ( $\theta_c \approx 0.23 \text{ rad}$ ).  $d$  und  $s$  Quark koppeln an das  $c$  Quark mit Amplituden  $\sin\theta_c$  bzw.  $\cos\theta_c$  und an das  $u$  Quark mit  $\cos\theta_c$  bzw.  $\sin\theta_c$ . Das relative Verhältnis der Raten der sogenannten Cabibbo erlaubten ( $\cos\theta_c$ ) und der Cabibbo verbotenen ( $\sin\theta_c$ ) Uebergänge ist  $\tan^2\theta_c \approx 1/25$ . Aus Gleichung (1.2) lassen sich die folgenden Auswahlregeln für die hadronischen Zerfälle des charmanten Quarks herleiten:

Cabibbo erlaubt ( $c \longleftrightarrow s$ ):  $\Delta Q = \Delta S = \Delta C, \quad \Delta I_3 = 0$

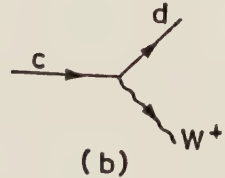
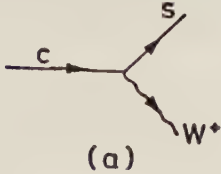
Cabibbo verboten ( $c \longleftrightarrow d$ ):  $\Delta Q = \Delta C, \quad \Delta S = 0, \quad \Delta I_3 = 1/2$

Die Auswahlregeln zeigen, daß die leichtesten charmanten Teilchen bevorzugt in seltsame Teilchen zerfallen sollten. In Abb.2 sind die Zerfälle des charmanten Quarks gegeben.

Das Baryon  $\Lambda_c^+$  ist das leichteste charmante Baryon und kann daher nur schwach zerfallen. Cabibbo erlaubte Zerfälle sind beispielsweise:

Abbildung 2  
Zerfälle des charmanten Quarks

- a) Cabbibo erlaubt  
b) Cabbibo verboten



$$\Lambda_c^+ \rightarrow \text{KN} + (n\pi)$$

$$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 + (n\pi)$$

Die Zerfallsteilchen sind die selben wie bei starken Zerfällen von seltsamen Baryonresonanzen (z.B.  $\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$ ). Das  $\Lambda_c^+$  ist aber durch eine sehr kleine natürliche Weite und die Abwesenheit eines negativen Zustands gleicher Masse gekennzeichnet.

Charmannte Quarks können bei starker Wechselwirkung nur zusammen mit ihren Antiteilchen erzeugt werden. Ein charmanntes Baryon wird also entweder mit einem charmanten Antibaryon (Paarerzeugung) oder mit einem Meson, das Anticharm trägt, (assoziierte Produktion) erzeugt. Außer diesen einfachen Folgerungen, die sich als Konsequenz der Charmernhaltung bei starker Wechselwirkung ergeben, sind theoretische Vorhersagen [17] über die Charmproduktion in der starken Wechselwirkung sehr schwierig zu machen und daher unsicher.

Es hat mehrere Versuche gegeben, den Wirkungsquerschnitt für die Charmproduktion mit der Störungstheorie der Quantenchromodynamik abzuschätzen. Die Quantenchromodynamik (QCD) [18,19] ist eine Quantenfeldtheorie, in der die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks durch den Austausch von sogenannten Gluonen beschrieben wird. Die Gluonen spielen in

dieser Theorie eine Rolle, die mit der der Photonen in der Quantenelektrodynamik vergleichbar ist. Im Gegensatz zu den Photonen koppeln jedoch Gluonen auch direkt aneinander. In der niedrigsten Ordnung der QCD Störungstheorie können charmante Teilchenpaare produziert werden durch:

1. Vernichtung eines Gluonpaares ( $gg$ ) und anschließende Erzeugung eines  $c\bar{c}$ -Paares [20,21] (Abb.3a)
2. Vernichtung eines Quark-Antiquark Paares ( $q\bar{q}$ ) und anschließende Erzeugung eines  $c\bar{c}$ -Paares [22,23] (Abb.3b)

Auf diesem störungstheoretischen Weg, der bestenfalls die zentrale Produktion von charmanten Teilchen richtig beschreiben dürfte, werden für pp-Stöße bei ISR-Energien Wirkungsquerschnitte  $\sigma(\text{Charm})$  von einigen  $10\mu\text{b}$  vorhergesagt (Abb.4).

Ein anderer Ansatzpunkt wurde in [24] mit einem als Gluoproduktion bezeichneten Mechanismus gewählt. Der Wirkungsquerschnitt für die Charmproduktion wird in Analogie zur Photoproduktion des  $J/\psi$  Teilchens berechnet. Es wird angenommen, daß ein von einem der beiden Protonen emittiertes Gluon virtuell an ein gebundenes  $c\bar{c}$ -Paar ankoppelt, das dann am anderen Proton gestreut wird [Abb.3c]. Dabei entsteht ein hadronisches System, das auch ein Paar charmanter Teilchen enthält. Der so berechnete Wirkungsquerschnitt ( $440\mu\text{b}$  bei  $\sqrt{s}=60\text{ GeV}$ ) liegt ein bis zwei Größenordnungen über den Werten der QCD Störungstheorie (Abb.4).

Von Interesse für das in dieser Arbeit beschriebene Experiment ist auch ein diffraktives Modell der Charmproduktion [25]. Darin wird angenommen, daß ein diffraktiv angeregtes baryonisches System in ein  $C\bar{D}$ -Paar zerfällt (Abb.3d). Die Autoren schließen, daß die Wirkungsquerschnitte für die Produktion eines  $q\bar{q}$ -Paares proportional zu

$$1/m_q^2 \cdot \ln(0.2s/M_s^2)$$

Abbildung 3

Produktionsprozesse für charmante Quarks bei starker Wechselwirkung

- a) Gluonvernichtung [20,21]
- b) Quarkvernichtung [22,23]
- c) Gluonproduktion [24]
- d) diffraktive Produktion [25]

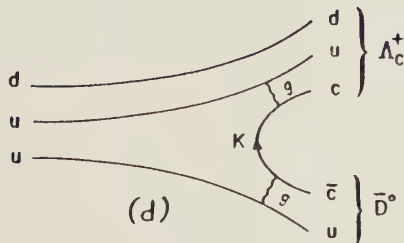
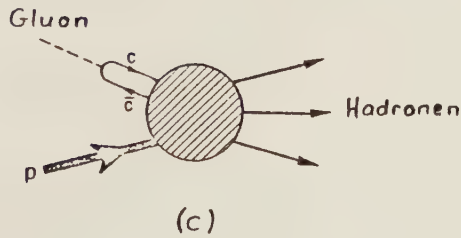
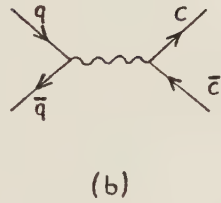
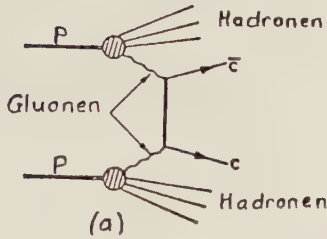
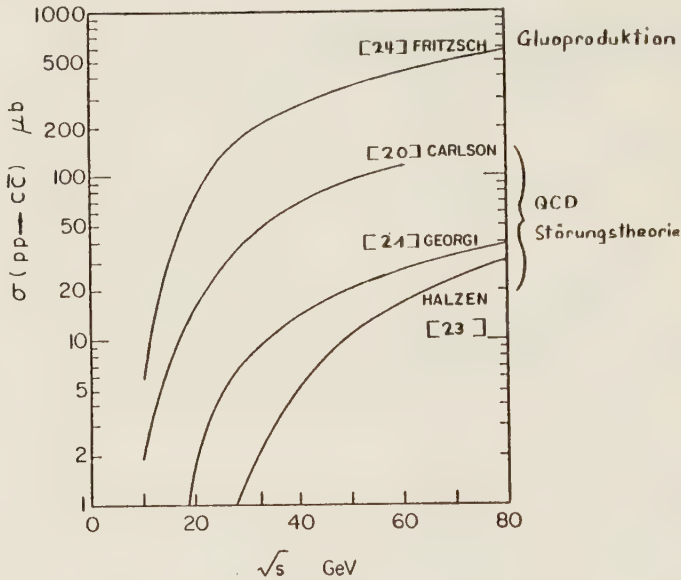


Abbildung 4

$\sqrt{s}$ -Abhängigkeit einiger theoretischer Vorhersagen für die Produktion charmanter Teilchen bei pp-Stößen



sein sollten.  $m_q$  ist dabei die Masse des erzeugten Quarktyps ( $m_u=m_d=150$ ,  $m_s=300$  und  $m_c=1500$  MeV/c<sup>2</sup> werden angenommen). Der logarithmische Teil kommt von der Integration des diffraktiven Wirkungsquerschnitts ( $d\sigma/dM^2 \approx 1/M^2$ ) von der Schwelle  $M_s$  ( $M_s(\Lambda^0 \bar{K}) \approx 1.6$  und  $M_s(\Lambda_c^+ \bar{D}) \approx 4.2$  GeV/c<sup>2</sup>) bis zur Grenze des diffraktiven Bereiches. Mit diesem Modell können die relativen Produktionsraten von Neutronen und Protonen im Fragmentationsbereich erklärt werden. Für die  $\Lambda_c^+$ -Produktion wird vorhergesagt, daß sie  $\approx 2\%$  der  $\Lambda^0$ -Produktion beträgt.

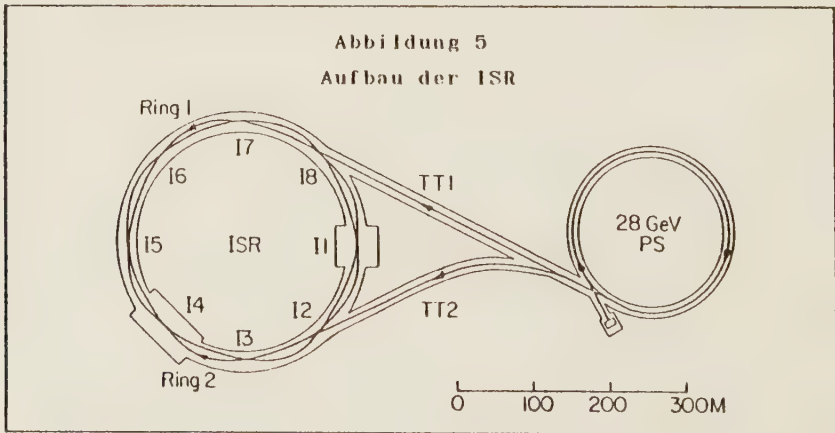
TEIL I  
AUFZEICHNUNG DER DATEN

## Kapitel 2

### EXPERIMENTELLER AUFBAU

#### 2.1 PROTON SPEICHERRINGE (ISR)

Das Experiment R606, das Gegenstand dieser Arbeit ist, wurde an den Intersecting Storage Rings (ISR), den Protonspeicherringen des Centre Europeenne pour la Recherche Nucleaire (CERN) bei Genf, durchgeführt. Die ISR sind zwei Synchrotronringe, die sich in acht Kreuzungspunkten durchdringen. In den beiden Ringen sind Protonstrahlen mit entgegengesetztem Umlaufsinn gespeichert, die nach dem Prinzip des wechselnden Feldgradienten fokussiert sind. Die Speicherringe werden mit hochenergetischen Protonen vom 28 GeV Proton Synchrotron (PS) gefüllt. Den schematischen Aufbau der ISR zeigt Abb.5 und eine eingehende Beschreibung der Ringe findet sich etwa in [26] oder [27].



An den ISR werden die höchsten heute zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergien erreicht, da bei den beinahe frontalen Zusammenstößen der Protonen praktisch die gesamte Energie als Schwerpunktsenergie zur Verfügung steht. Bei

kollidierenden Strahlen, die sich unter einem Winkel  $\alpha$  schneiden ( $\alpha=14.8^\circ$  an den ISR), beträgt die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$ :

$$\sqrt{s}=2E\cos(\alpha/2) \quad (2.1)$$

bei Beschleunigern mit stationärem Target dagegen nur

$$\sqrt{s}=\sqrt{(2mE)} \quad (2.2)$$

Die maximale Strahlenergie der ISR ist 31.5 GeV. Um das damit verbundene  $\sqrt{s}$  von  $\approx 63$  GeV bei einem Experiment mit stationärem Target zu erreichen, wäre eine Beschleunigerenergie von  $\approx 2.1$  TeV erforderlich, ca. fünf mal mehr als heute die größten Maschinen liefern.

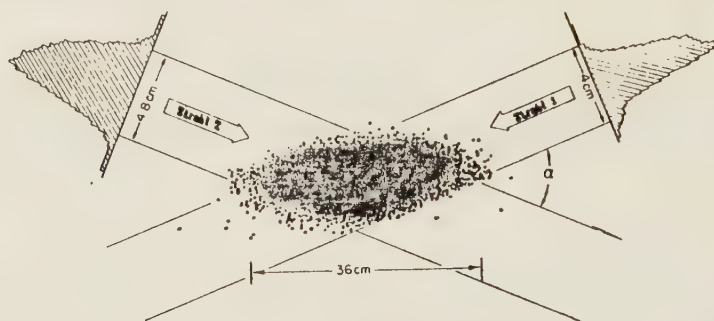
Sämtliche Daten dieses Experimentes wurden beim maximalen  $\sqrt{s}$  von 63 GeV aufgezeichnet. Um die erforderliche Energie von 31.5 GeV in den Ringen zu erzielen, werden auf 28 GeV beschleunigte Protonen vom PS durch die Transfertunnels TT1 und TT2 (Abb.5) in die ISR eingespeist. Nachbeschleunigung in den ISR bringt sie dann auf die erforderliche Endenergie.

Die in Bündeln von einigen  $10^{12}$  Teilchen eingefüllten Protonen verteilen sich gleichmäßig über die Ringe. Die ISR arbeiten also im Gleichstrombetrieb. Bei einem für die Datennahme typischen Strom von 26 A pro Ring sind ungefähr  $10^{15}$  Protonen gespeichert. Wegen des Kreuzungswinkels der Strahlen hat die Wechselwirkungszone eine typische 'Diamant'-Form (Abb.6). Der Diamant ist ca. 50 cm lang, 5 cm breit und 0.4 cm hoch.

Ein Schlüsselparameter der ISR ist die Luminosität  $L$ , die die Wechselwirkungsrate  $R$  mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  verknüpft:

$$R = L \cdot \sigma \quad (2.3)$$

Abbildung 6  
Kreuzungsbereich (Diamant) der ISR und Strahlprofile



Als Funktion der in den beiden Ringen umlaufenden Ströme  $I_1$  und  $I_2$ , der effektiven Überlappungshöhe  $h_{eff}$  und des Kreuzungswinkels  $\alpha$ , läßt sich  $L$  schreiben:

$$L = \frac{I_1 I_2}{e^2 c h_{eff} \tan \alpha / 2} \quad (2.4)$$

mit:

$$\frac{1}{h_{eff}} = \frac{\int \rho_1(z) \rho_2(z) dz}{\int \rho_1(z) dz \int \rho_2(z) dz}$$

$\rho_1(z)$  und  $\rho_2(z)$  sind die Strahldichten als Funktion der vertikalen Koordinate  $z$ . Die Luminosität wird meist nach der Van der Meer Methode [26,27] gemessen. Dabei wird  $h_{eff}$  über die Veränderung der Zählrate in einem Monitor beim vertikalen Verschieben der Strahlen gegeneinander bestimmt. Die mittlere Luminosität während des Experimentes war  $0.79 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , was bei  $\sigma_{tot} = 43 \text{ mb}$  eine Wechselwirkungsrate von  $3.4 \cdot 10^9$  pro Sekunde ergibt.

Die Füllung der ISR sowie Nachbeschleunigung und Justierung der Strahlen nehmen in der Regel einige Stunden in Anspruch. Danach steht die Maschine bis zu 70 Stunden für die Experimente zur Verfügung. Die Luminositätsverluste, die durch Strahl-Gas Zusammenstöße und Instabilitäten in der Maschine verursacht werden, sind typisch  $\approx 1\%$  pro Stunde.

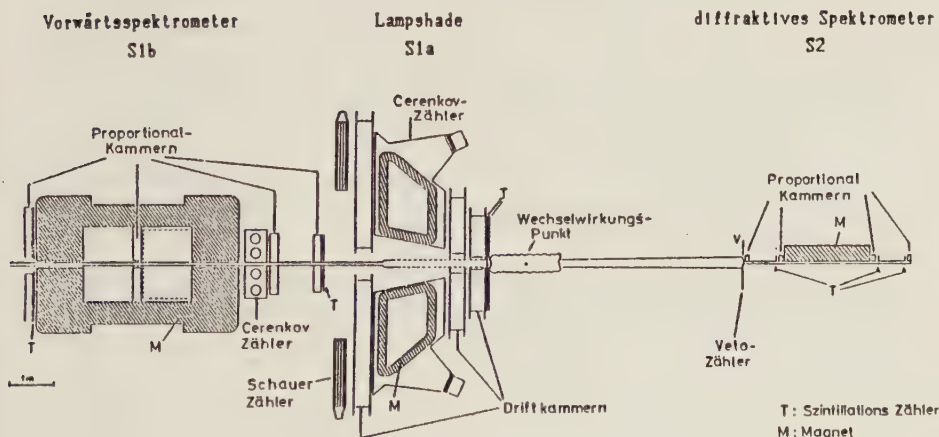
## 2.2 DETEKTOR

Das Experiment, Abb.7 zeigt eine Seitenansicht des Aufbaus, war im Kreuzungsbereich 16 der ISR installiert. Drei Magnetspektrometer mit sehr verschiedenen Eigenschaften und Aufgaben sowie ein System von Szintillationszählern erlauben die Analyse einfach diffraktiver Ereignisse,

$$p + p \rightarrow p + X \quad (2.5)$$

bis zu sehr hohen Massen des Systems X.

Abbildung 7  
Aufbau des Experimentes



Oberhalb der Vakuumröhre des auslaufenden Strahl 2 befindet sich das 'diffraktive Spektrometer' S2. Es favorisiert aufgrund seiner Akzeptanz einfach diffraktive Ereignisse und liefert eine genaue Messung des Impulsvektors des diffraktiv gestreuten Protons.

Auf der gegenüberliegenden Seite um den auslaufenden Strahl 1 herum sind die beiden Spektrometer S1a und S1b auf-

gebaut. Zusammen bilden sie einen Vielteilchendetektor (S1) mit großer Akzeptanz, der die Zerfallsprodukte des Systems X bis zu einem maximalen Winkel  $\Theta = 0.70$  rad nachweisen kann.

Das äußere Spektrometer, S1a, wird 'Lampshade' (LS) genannt. Dieser Name rührt von der typischen Kegelstumpfform des Apparates her, die an einen Lampenschirm (lampshade) erinnert. Ablenkkraft des Magneten und Driftkammern sind den relativ langsamen, unter diesen Winkeln produzierten Pionen angepaßt.

Das innere Spektrometer S1b, 'Vorwärtsspektrometer' genannt, dient zur Messung der Spuren im Vorwärtsskonus. Mit der hohen Ablenkkraft des Magneten und der guten Auflösung der Proportionalkammern ist S1b für die schnellen Teilchen in der Vorwärtsrichtung ausgelegt. Die relativ robusten Kammern sind dem großen Teilchenfluß unter diesen Winkeln gewachsen. In das Spektrometer integrierte Cerencovzähler ermöglichen die Unterscheidung von Protonen, Kaonen und Pionen über einen weiten Impulsbereich.

Die wichtigsten Eigenschaften der Spektrometer S1a, S1b und S2 sind in Tab.2 zusammengefaßt.

Der in der Hemisphäre von Ring 1 nicht durch Spektrometer überdeckte Bereich wird durch ein System von bleibeschichteten Szintillationszählern erfaßt.

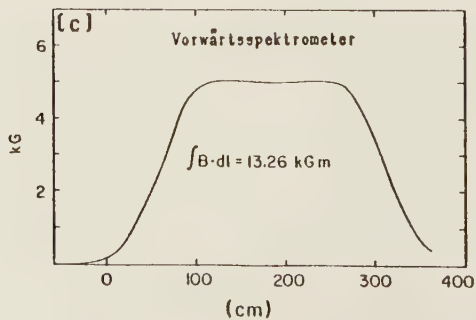
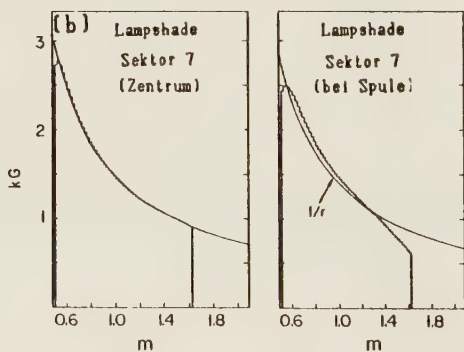
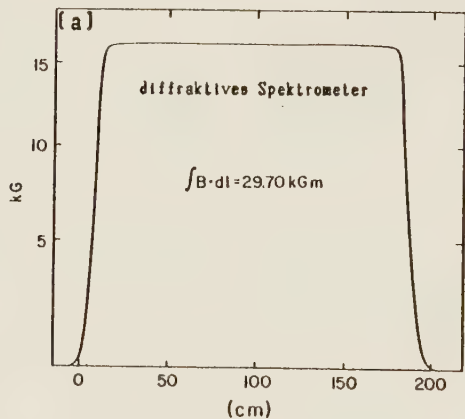
Tabelle 2  
Eigenschaften der Spektrometer des Experimentes

|                                                                          | <u>S1a</u>                                               | <u>S1b</u>                                   | <u>S2</u>                |
|--------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------|----------------------------------------------|--------------------------|
| <u>Magnet</u>                                                            | Toroid aus<br>Luftspulen                                 | Dipol-<br>Septum                             | Dipol-<br>Septum         |
| $fBdl$ [KGm]                                                             | $\approx 1.6$                                            | 12.9                                         | 29.7                     |
| effektive<br>Feldlänge [m]                                               | $\approx 1.0$                                            | 2.74                                         | 1.78                     |
| <u>Detektor</u>                                                          | Driftkammern                                             | Proportional-<br>kammern                     | Proportional-<br>kammern |
| Drahtabstand<br>bzw. Länge d.<br>Driftz. [mm]                            | 50 und 100                                               | 2 und $2\sqrt{2}$                            | 1                        |
| $\sigma(\Delta p)/p^2$<br>$(p \rightarrow \infty)$<br>[(GeV/c) $^{-1}$ ] | $\approx 0.04$                                           | .0020                                        | .0010                    |
| <u>Akzeptanz</u>                                                         | radialsym.                                               | rechteckig                                   | rechteckig               |
| Raumwinkel<br>[sterad]                                                   | 1.03                                                     | 0.015                                        | 0.0002                   |
| Polarwinkel<br>[rad]                                                     | $.24 < \theta < .70$                                     | $.018 < \theta < .100$                       | $.010 < \theta < .021$   |
| Azimuthwinkel<br>$\Delta\varphi$ [rad]                                   | $0.8 \cdot 2\pi$                                         | $0.5 \cdot 2\pi$                             | $0.14 \cdot 2\pi$        |
| <u>Cerencov</u>                                                          | für Elektron-<br>nachweis<br>$\pi$ -Schwelle:<br>5 GeV/c | $\pi/K/p$ -Schwelle<br>2.6/9.3/17.7<br>GeV/c | nicht vor-<br>handen     |
| Gas                                                                      | CO <sub>2</sub>                                          | Freon 114                                    |                          |

### 2.2.1 Diffraktives Spektrometer (S2)

Der Dipol-Septummagnet in S2 hat das hohe Feldintegral  $fBdl$  von 29.7 KGm (Abb.8a). Für die Impulsmessung liefert die Annahme eines homogenen Feldes über eine effektive Länge von 1.78 m innerhalb der von den Kammern begrenzten Genauigkeit genügend exakte Werte. Das horizontale Feld lenkt so ab, daß nur positive Teilchen mit einem Impuls von mehr als 11 GeV/c alle Triggerzähler passieren können. Die Septumplatte reduziert den Strahl beeinflussende Streufelder auf das erträgliche Maß von wenigen Gauß.

Abbildung 8  
Feldverlauf in den Magneten des Experimentes



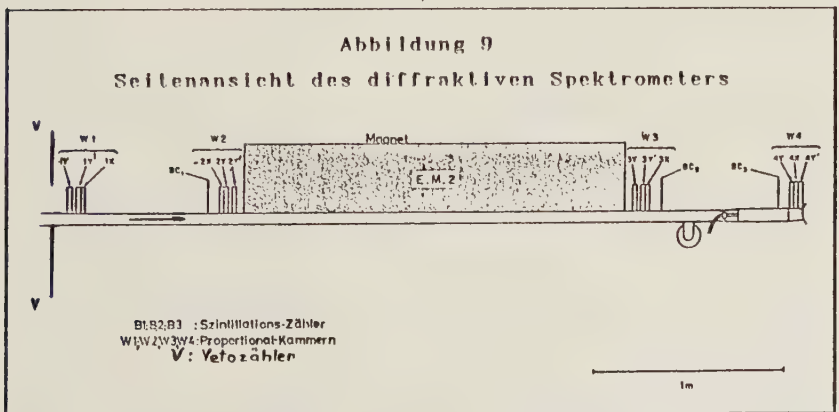
Die Spur wird von je zwei Proportionalkammereinheiten vor und hinter dem Magneten gemessen. Jede dieser Einheiten enthält zwei Drahtebenen für die Koordinate in der Ablenkrichtung und eine für diejenige in der ablenkungsfreien Richtung. Die Kammern sind eine verkleinerte Ausführung der in Sib verwendeten, deren Aufbau ausführlich in [28] besprochen wird.

Die hohe Ablenkkraft des Magneten und die präzisen Proportionalkammern mit einem Drahtabstand von nur 1mm resultieren in der guten Impulsauflösung von

$$\sigma(\Delta p)/p^2 = 0.0010 \text{ (GeV/c)}^{-1} \quad (2.6)$$

Mit Blei bedeckte Szintillationszähler sind als Antizähler für den diffraktiven Trigger von Bedeutung. Sie bedecken den Winkelbereich von  $23\text{mrad} < \theta < 100\text{mrad}$ , was einem Rapiditätsintervall  $\Delta Y$  von etwa 1.5 Einheiten entspricht.

Abb.9 zeigt eine Seitenansicht des diffraktiven Spektrometers.



## 2.2.2 Lampshade (Sla)

### 2.2.2.1 Lampshade Magnet

Der Lampshade Magnet (LSM) erzeugt ein näherungsweise vom Azimuthwinkel  $\varphi$  unabhängiges Feld. Es ist dem reziproken Abstand  $r$  von der Symmetrieachse des Magneten, die mit dem Strahl 1 der ISR zusammenfällt, annähernd proportional. Aufgrund der Feldkonfiguration hängen Ablenkung und Impulsauflösung nur vom Transversalimpuls  $p_t$  des Teilchens ab. Die Ablenkung läßt sich angenähert schreiben als:

$$\Delta\varphi = 0, \quad \Delta\theta \cdot p_t = 0.002 \text{ GeV/c} \quad (2.7)$$

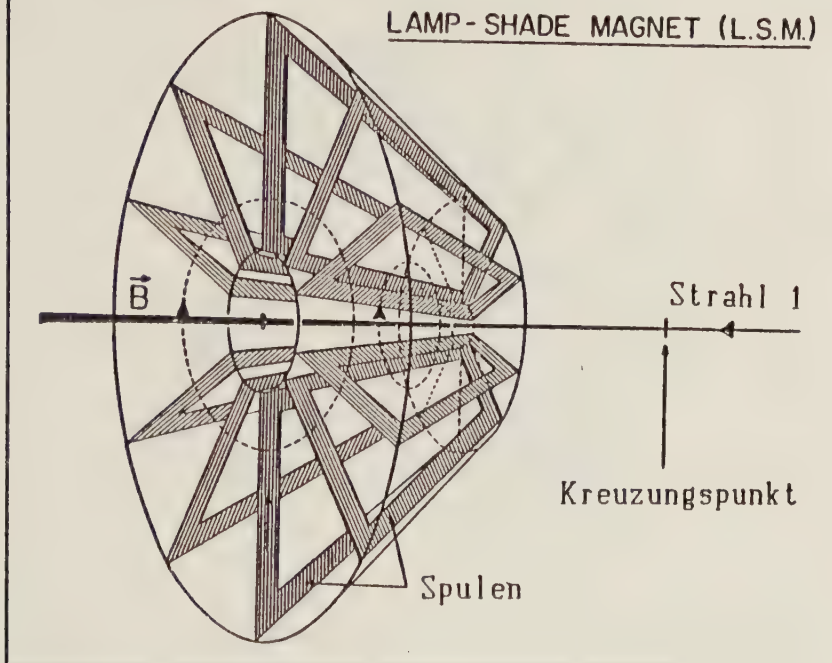
Das Feld wird mit 12 Luftspulen erzeugt, die in radialen, zueinander um  $30^\circ$  geneigten Ebenen angebracht sind. Sie unterteilen, wie in Abb.10 skizziert ist, den Raum in 12 gleiche Sektoren. Bei den kleinsten Winkeln zum Strahl wird ein maximales Feld von etwa 3 KG erreicht.

Die Struktur wird von zwei Stahlrahmen getragen, die ober- und unterhalb der Strahlebene der ISR montiert sind. Die ringförmige Anordnung der Spulen und der Stahlrahmen halten Streufelder in außerhalb des Magneten liegenden Bereichen gering, sodaß eine einwandfreie Funktion der dort untergebrachten Photovervielfacher und Driftkammern gewährleistet ist. Der durch den Magneten verlaufende Strahl 2 der ISR wird durch Abschirmungen vor dem Feld des LSM geschützt. Ring 1 liegt außerhalb des Magneten und wird nur geringfügig beeinflusst. Um die Symmetrie des Feldes zu erhalten, ist eine Scheinabschirmung auf der dem Ring 2 gegenüberliegenden Seite angebracht (siehe Abb.11). Wegen der Strahldurchführung bzw. der Scheinabschirmung enthalten die horizontalen Sektoren keine Detektoren. Die aktiven Bereiche des Spektrometers sind die nummerierten Flächen in Abb.11.

Das Feld wurde für sämtliche Sektoren einzeln vermessen. Abb.8b. zeigt die gemessene Feldstärke in Abhängigkeit vom

Abbildung 10  
Anordnung der Feldspulen im Lampshade Magneten

# LAMP-SHADE MAGNET (L.S.M.)



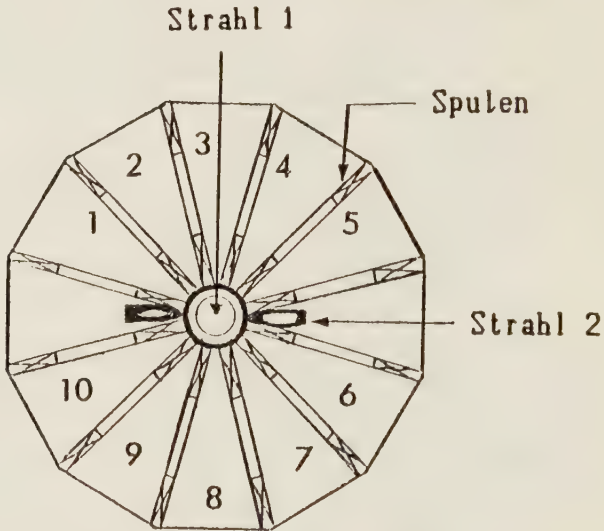
Radius  $r$  für feste Werte des Azimuthwinkels  $\varphi$ . Für die Impulsmessung konnte ein Algorithmus formuliert werden, der die zeitraubende Benutzung der Feldkarte für jede einzelne Spur überflüssig macht. Diese Näherung führt zu Impulsfehlern von weniger als einem Prozent, die gegenüber den Beiträgen von Vielfachstreuung und Kammergenauigkeit vernachlässigt werden können.

## 2.2.2.2 Driftkammern

Je drei Driftkammern<sup>1</sup> in der oberen und unteren Hälfte des LS messen die Teilchentrajektorien durch das Spektrometer. Zwei der Kammern (A und B) sind vor dem LSM und eine

<sup>1</sup> Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus der Driftkammern und der zugehörigen Elektronik wird in [29] gegeben.

Abbildung 11  
Frontansicht des Lampshade

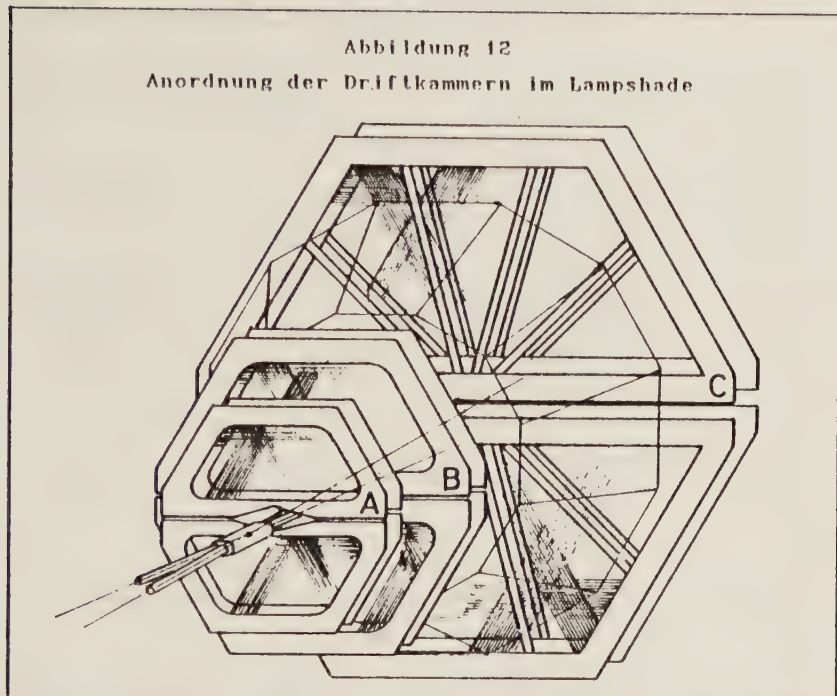


(C) ist dahinter aufgebaut (Abb.12). Die aktiven Flächen der Kammern sind 2.0, 3.4 und 14.0 m<sup>2</sup>.

Jede der Kammern bestimmt die Projektionen der Teilchenspuren in drei zueinander um 120° verdrehten Ebenen (vz-, xz-, und uz-Ebene). Neben den Ortskoordinaten (v,x bzw. u) werden auch die Steigungen ( $dv/dz$ ,  $dx/dz$  bzw.  $du/dz$ ) gemessen. Die Kammern messen also Linienelemente, was das Erkennen von Spuren im Spektrometer (pattern recognition) erleichtert.

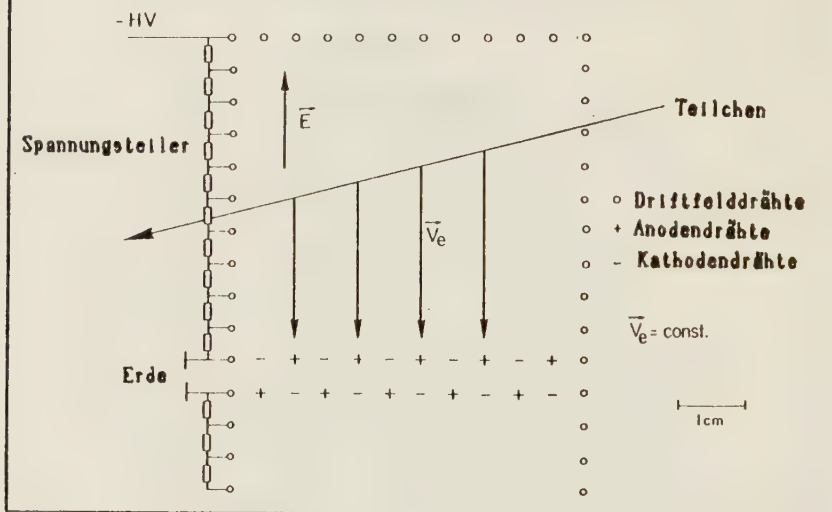
Die Kammerebenen bestehen aus einer Vielzahl von nebeneinander angeordneten Driftzellen, deren schematischer Aufbau aus Abb.13 ersichtlich ist. Die Zellen der A- und B-Kammern sind 50 mm und die der C-Kammern 100 mm lang. Jede Zelle wird am oberen und unteren Ende durch je eine auf negativer Hochspannung gehaltene Drahtebene abgeschlossen. Seitlich wird sie durch eine Aufeinanderfolge von Drähten

Abbildung 12  
Anordnung der Driftkammern im Lampshade



begrenzt, deren Potential in gleichmäßigen Schritten von den Hochspannungsebenen zur Mitte der Zelle hin auf Null abnimmt. Die durch diese Drähte festgelegten Randbedingungen führen auf ein von der Mittelebene zu den beiden Hochspannungsebenen hin gerichtetes, annähernd homogenes Feld. In der Mittelebene befinden sich zwei Reihen von je fünf Anodendrähten. Die vier inneren Anodendrähte jeder Reihe sind die sogenannten 'Sensewires', d.h. die Auslesedrähte für die jeweilige Zellenhälfte. Die Reihen sind um einen halben Drahtabstand gegeneinander versetzt. Zwischen den Anodendrähten sind entgegengesetzt geladene Kathodendrähte angebracht. Im Mittel hat diese Drahtkonfiguration daher das gewünschte Nullpotential. Sie erzeugt ein Quadrupolfeld das sehr rasch auf Null abfällt. So bleibt das homogene Driftfeld bis auf wenige Millimeter an die Auslesedrähte heran erhalten. Die Kathodendrähte zwischen den Auslese-

Abbildung 13  
Schematischer Aufbau der Driftzellen



drähten verhindern zusätzlich, daß Elektronen von einer Seite der Driftzelle zur anderen gelangen. Es gibt daher keine Zweideutigkeiten zwischen den Zellenhälften.

Die Elektronik der Kammern kann bis zu zwei Treffer für jeden der 1680 Auslesedrähte verarbeiten. Das Signal eines ionisierenden Teilchens am Auslesedraht löst die Entladung einer Präzisionskapazität aus. Die Entladungsrate wird verlangsamt, sobald der schnelle Vortrigger eintrifft. Die Zeit vom Eintreffen des Vortriggers bis zur völligen Entladung der Kapazität ist somit der Driftzeit proportional. Sie ist um das Verhältnis der beiden Entladungsraten gedehnt. An die Präzision der weiteren Elektronik werden daher relativ geringe Anforderungen gestellt. Die gemessene Driftzeit wird zuerst in analoger Form gespeichert, wenn das Ereignis den Haupttrigger erfüllt, ausgelesen und in Time to Digital Convertern (TDC) digitalisiert.

### 2.2.2.3 Cerencov-, Schauer- und Triggerzähler

In jedem der 10 aktiven Sektoren des LS (Abb.11) sind je zwei Trigger- ( $TF_i$  und  $TB_i$ ), ein Gascerencov- ( $C_i$ ) und ein aus Bleiplatten und flüssigem Szintillator aufgebauter Schauerzähler ( $S_i$ )<sup>2</sup> untergebracht. Die beiden 6 mm dicken Triggerzähler sind jeweils zwischen den beiden Frontkammern A und B, die Cerencovzähler im Inneren des Magneten und die Schauerzähler hinter der C-Kammer installiert (Abb.7).

Die Cerencovzähler sind mit  $CO_2$  unter Atmosphärendruck gefüllt. Ihre Impulsschwelle für Pionen liegt bei 5 GeV/c. In den untersuchten diffraktiven Ereignissen überschreiten Pionen im LS praktisch nie diese Schwelle. Die Aufgabe der Cerencovs im LS besteht daher ausschließlich in der Unterdrückung von Elektronen. Die Schauerzähler waren für die vorliegende Arbeit ohne Bedeutung. Für eine ausführliche Beschreibung von Aufbau und Funktion der Cerencov- bzw. Schauerzähler sowie alle Fragen, die mit dem Elektronennachweis im LS zusammenhängen, wird auf [30] verwiesen.

Die Signale der Zähler  $TF_i$  definieren das 'Timing' des Vortriggers für die Driftkammerelektronik. Ihre Zeitauflösung beträgt ca. 1 ns, was zu einem Fehler in der Koordinatenmessung der Driftkammern von weniger als 0.1 mm führt.

### 2.2.3 Vorwärtsspektrometer (Sib)

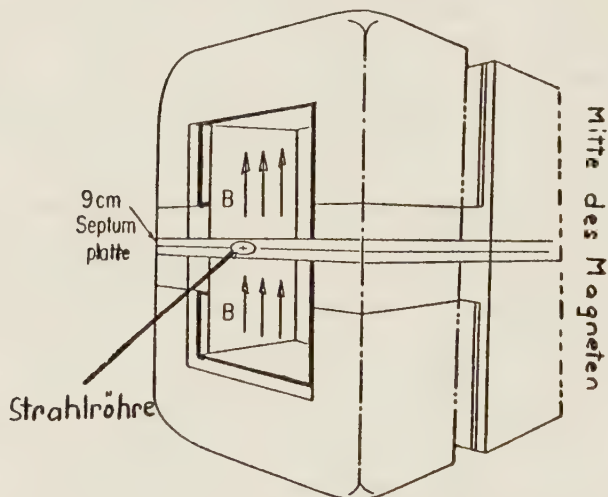
#### 2.2.3.1 Septummagnet

Das Vorwärtsspektrometer besteht aus zwei identischen, voneinander unabhängigen Armen, die ober- und unterhalb der Strahlebene der ISR aufgebaut sind. Jeder der Arme ist mit einem 50 Tonnen schweren Septummagneten (Abb.14) ausgestattet. Die beiden Magneten schließen die Vakuumröhren der Protonstrahlen zwischen ihren je 45 mm dicken Septumplatten ein. Diese halten, unterstützt von zusätzlichen  $\mu$ -Metall Abschirmungen, Streufelder von den Strahlen ab.

-----

<sup>2</sup> Der Index i für die Zähler läuft von 1 bis 10 und gibt die Nummer des Sektors an, in dem sie installiert sind.

Abbildung 14  
Schrägansicht der Septummagneten im  
Vorwärtsspektrometer



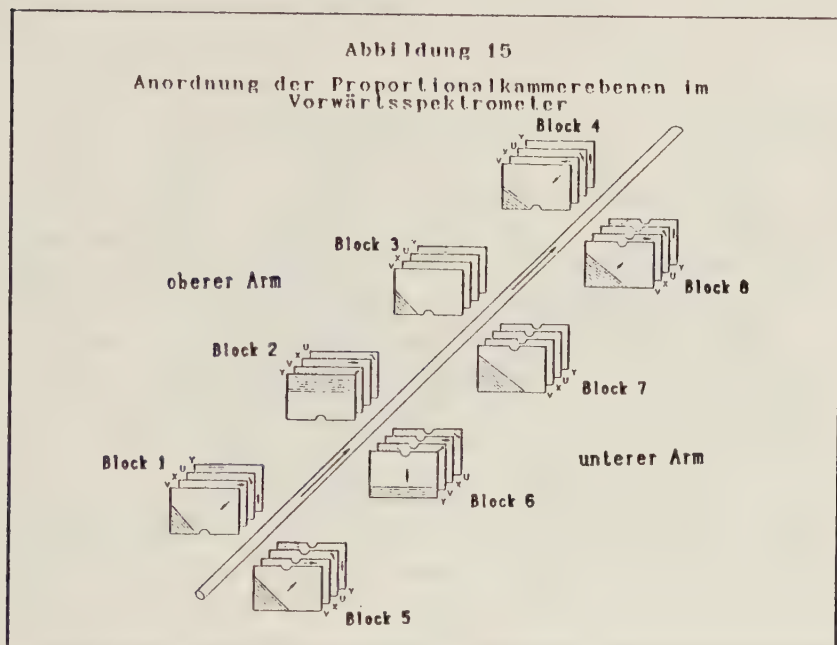
Das vertikal orientierte Feld kann für die Impulsmessung in sehr guter Näherung durch ein homogenes Feld von 4.7 KG über eine effektive Länge von 2.74 m approximiert werden. Abb.8c zeigt die Änderung der Feldstärke entlang der Längsachse des Magneten.

#### 2.2.3.2 Proportionalkammern

Jeder der beiden Spektrometerarme ist mit 16 Proportionalkammern<sup>3</sup> ausgestattet, die zu vier starr montierten Blocks zusammengefaßt sind (Abb.7 und 15). Jeder Block enthält eine x- und eine y-Ebene mit vertikal bzw. horizontal orientierten Drähten; außerdem noch eine u- und eine v-Ebene deren Auslesedrähte unter +45° bzw. -45° zur Vertikalen gespannt sind. Der Drahtabstand beträgt 2mm in

<sup>3</sup> Eine ausführliche Beschreibung von Aufbau und Funktion der Kammern und ihrer Ausleseelektronik findet sich in [20].

den x- und y-Ebenen bzw.  $2\sqrt{2}$  mm in den u- und v-Ebenen. Die aktive Fläche der Kammern vor und im Magneten beträgt  $\approx 0.2 \text{ m}^2$ , diejenige der Kammern hinter dem Magneten  $\approx 0.8 \text{ m}^2$ .



Jeder der ca. 8000 Auslesedrähte wird einzeln gelesen. Das auf den Drähten durch ein ionisierendes Teilchen ausgelöste Signal wird verstärkt und durch einen monostabilen Multivibrator (one shot) um 250 ns verzögert. Trifft am Ende dieser Verzögerungszeit der Vortrigger ein, wird die Information in bistabilen Multivibratoren (flip-flops) gespeichert. Sie verbleibt dort bis die zentrale Triggerlogik, die im weiter entfernten Zählraum untergebracht ist, einen Auslesebefehl erzeugt oder die gespeicherte Information löscht. Mit der zweistufigen Entscheidung über die Auslese der Proportionalkammern kann die Verzögerung der one shots und damit die Totzeit des Spektrometers klein gehalten werden, was bei den hohen Wechselwirkungsraten an den ISR von entscheidender Bedeutung ist.

### 2.2.3.3 Cerencov- und Triggerzähler

Je ein mit Freon 114 ( $\text{C}_2\text{Cl}_2\text{F}_4$ ) gefüllter Cerencovzähler<sup>4</sup> ist im vorderen Teil der beiden Magnethälften installiert. Sie werden als Schwellenzähler zur Unterscheidung von Pionen einerseits und Kaonen oder Protonen andererseits benutzt. Zwischen der Masse  $m$  eines Teilchens und der Impulsschwelle  $p_s$  besteht folgender Zusammenhang:

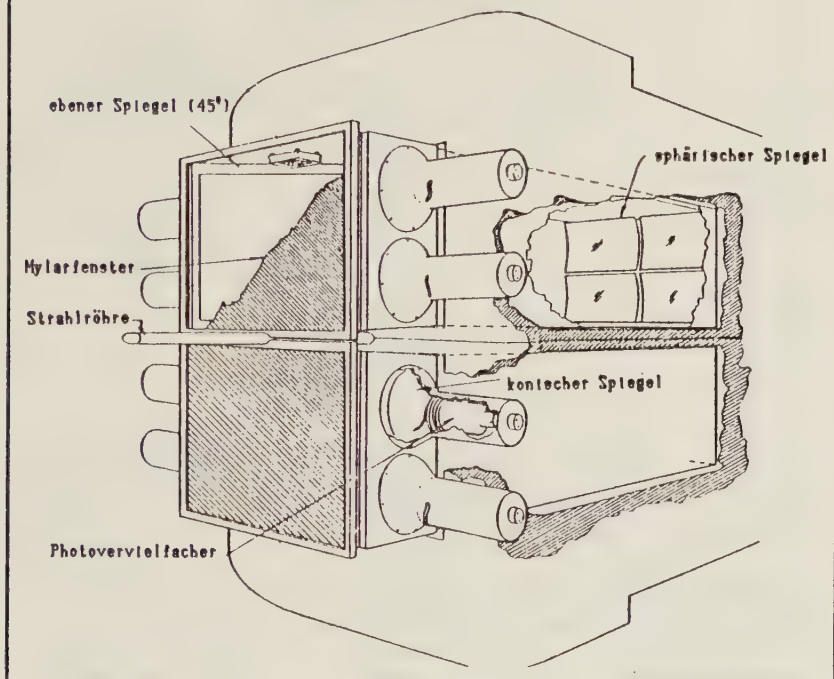
$$p_s = \frac{m}{\sqrt{2(n-1)}} \quad (\text{für } n \approx 1) \quad (2.8)$$

Dabei ist  $n$  der Brechungsindex des Füllgases ( $n=1.00141$  für Freon 114). Für Pion, Kaon und Proton ergeben sich mit (2.8) Impulsschwellen von 2.6, 9.3 und 17.7 GeV/c. Für Teilchen mit Impulsen weit über der Schwelle ist die mittlere Photoelektronenausbeute ca. 9 pro Spur. Die Unterteilung der Zähler in vier quasiunabhängige Zellen erlaubt die Identifizierung von mehreren Spuren pro Arm. Abb.16. zeigt eine Schrägansicht der Zählern.

Jeder Spektrometerarm ist mit einem Szintillationszähler direkt vor dem ersten Kammerblock und vier vertikal angeordneten, streifenförmigen Zählern hinter dem Magnetausgang ausgerüstet.

-----  
<sup>4</sup> Konstruktion, Test und Funktion der Zähler sind in [31] und [32] beschrieben.

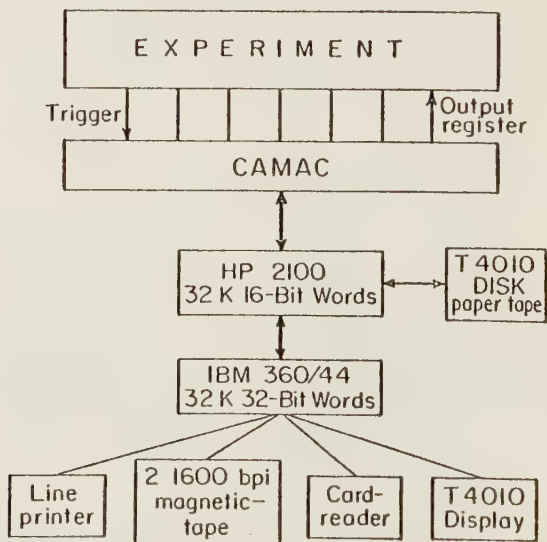
Abbildung 16  
Schrägsicht der Cerencovzähler im  
Vorwärtsspektrometer



### 2.3 CAMACSYSTEM UND COMPUTER

Ein Diagramm des Systems für die Datenaufzeichnung ist in Abb.17 gezeigt. Sämtliche von der Apparatur aufgenommenen Daten werden von CAMAC [33] kontrollierten Elektroneinheiten digitalisiert und gespeichert. Jedesmal wenn ein Ereignis den Haupttrigger auslöst, erhält der für das CAMAC-System zuständige HP-2100 Computer den Befehl, die gespeicherte Information auszulesen. Nach einer für die Auslese erforderlichen Zeit von ca. 25 ms (Totzeit) ist der Apparat bereit für die Aufnahme neuer Ereignisse. Der HP-2100 kontrolliert auch Formatierung und Ausschreiben der Information auf Magnetband. Mit dem IBM 360/44 Computer wird das Experiment während der Datennahme überwacht. Sogenannte

Abbildung 17  
 Schema des Systems für die Datenaufzeichnung

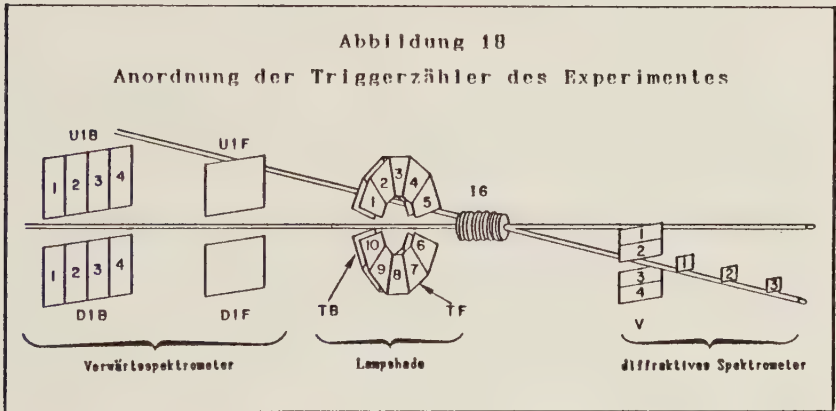


'Online'-Programme geben ständig Auskunft darüber, ob alle Teile der Spektrometer korrekt funktionieren.

# Kapitel 3 TRIGGER UND DATENNAHME

## 3.1 TRIGGER

Der Haupttrigger des Experimentes wird ausgelöst, wenn ein positives Teilchen mit  $p > 11 \text{ GeV/c}$  das Spektrometer S2 und jeweils drei geladene Teilchen die Spektrometer S1a und S1b durchqueren. Die Anordnung der Triggerzähler ist in Abb.18 dargestellt.



In S2 wird die Koinzidenz der Triggerzähler vor und hinter dem Magneten verlangt. Stärke und Orientierung des Feldes stellen sicher, daß nur positive Teilchen mit mehr als 11 GeV/c Impuls alle Zähler auslösen können. Zusätzlich dürfen die um S2 herum angeordneten, mit ca. einer halben Strahlungslänge Blei beschichteten Veto-Zähler nicht angesprochen haben. In S1a ist erforderlich, daß in wenigstens drei Sektoren die Zähler TF und TB gleichzeitig den Durchgang eines Teilchens anzeigen. Diese Bedingung ist etwas lose, da sie nicht verlangt, daß die Teilchen die Driftkammer hinter dem Magneten passieren. Es werden daher auch Ereignisse mit

weniger als drei rekonstruierbaren Spuren in S1a aufgezeichnet. In S1b müssen mindestens drei der Zähler am Magnetausgang zusammen mit denen vor den Frontkammern im oberen und unteren Arm ansprechen.

Ein schneller Vortrigger wird für die Ausleseelektronik von Proportional- und Driftkammern benötigt. Um lange Signalwege zu vermeiden wird er direkt beim Experiment erzeugt. Für den Vortrigger wird im wesentlichen nur der Durchgang eines Teilchens in jedem der Spektrometer verlangt.

Die Elektronik für den Vortrigger ist direkt neben dem Experiment im ISR-Tunnel installiert. Der Rest der Triggerschaltung ist zusammen mit Computern und Camacsystem im weiter entfernten Zählraum untergebracht.

Die Rate für den Haupttrigger liegt, abhängig von der jeweils herrschenden Luminosität, zwischen 10 und 15 Ereignissen pro Sekunde. Etwa viermal größer ist die Vortrigger-rate.

Der Haupttrigger war speziell für die Suche nach Baryonen mit der Quantenzahl Charm in einfach diffraktiven Ereignissen (2.5) ausgelegt. Im Spektrometer S2 werden mit der Selektion eines schnellen positiven Teilchens ( $p > 11 \text{ GeV}/c$ ) unter kleinem Winkel hauptsächlich diffraktiv gestreute Protonen ausgewählt. Die Veto-Zähler, die im benachbarten Winkelbereich keine weiteren Teilchen erlauben, verbessern das Signal. Mit der Forderung nach mindestens sechs geladenen Teilchen im Spektrometer S1 werden Ereignisse mit niedriger Masse  $M_X$  des Systems X stark unterdrückt. Für die Suche nach charmanten Baryonen ist dieser Massenbereich ungünstig, da die Schwelle für die assoziierte Produktion eines charmanten Baryons und eines charmanten Mesons  $\approx 4.2 \text{ GeV}/c^2$  ist. In Abb.19 sind die Triggerraten in Abhängigkeit von der Masse  $M_X$  des Systems X für die Trigger  $T_1 \cdot T_2$  und  $T_2$  sowie deren Verhältnis dargestellt. Mit  $T_1$  und  $T_2$  haben wir dabei die Triggerbedingungen in S1 bzw. S2 bezeichnet. Der Haupttrigger ist das logische 'UND' dieser Teilbedingungen:

$T_1 \cdot T_2$ . Aus Abb.19c erkennt man, daß oberhalb einer Massenschwelle  $M_{\Lambda_c^+} \approx 10 \text{ GeV}/c^2$  ein annähernd konstanter Bruchteil der Ereignisse, die  $T_2$  auslösen, auch die Bedingung  $T_1$  erfüllt. Ereignisse, in denen die Masse des Systems X unter  $10 \text{ GeV}/c^2$  liegt, werden stark unterdrückt.

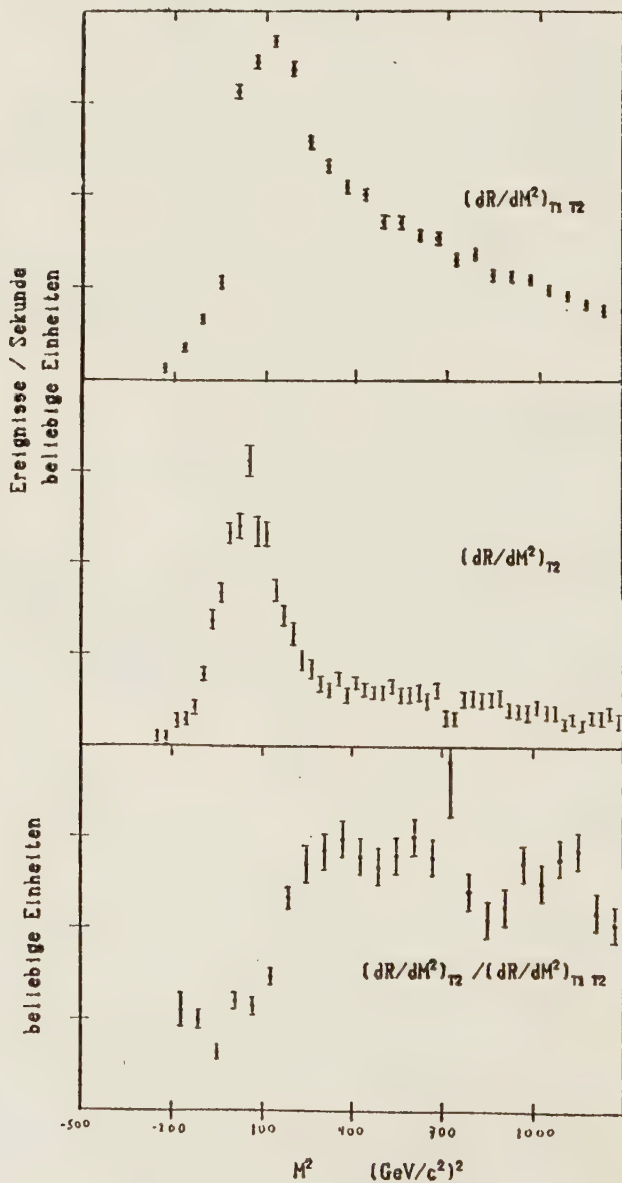
Bedingung  $T_1$  ist wesentlich für das Experiment, da sie die Sensivität im Bereich der für die  $\Lambda_c^+$ -Produktion erforderlichen hohen diffraktiven Massen erhöht, indem sie die Totzeit der Ausleseelektronik stark reduziert. Sie führt jedoch zu Problemen bei der Messung der Wirkungsquerschnitte, da stets eine höhere Multiplizität verlangt wird, als durch den Zerfall der zu messenden Resonanzen erzeugt wird. Dies führt zu einem sehr erheblichen Triggerbias.

### 3.2 DATENNAHME

Von Anfang März bis Anfang Mai 1970 wurden sämtliche in dieser Arbeit diskutierten Daten aufgezeichnet. Insgesamt  $9.47 \cdot 10^6$  Ereignisse wurden auf 465 Magnetbänder geschrieben. Das Experiment war, die Totzeit für die Auslese abgezogen, 272 Stunden aufnahmebereit. Die mittlere und die integrierte Luminosität betrugen  $0.79 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  bzw.  $0.78 \cdot 10^{37} \text{ cm}^{-2}$ . Die ISR arbeiteten im ganzen Zeitraum bei der maximalen Energie von 31.5 GeV pro Ring.

Abbildung 19

Triggerraten als Funktion der Masse des diffraktiv  
angeregten Systems X



**TEIL II**

**REKONSTRUKTION DER SPUREN UND REDUKTION DER DATEN**

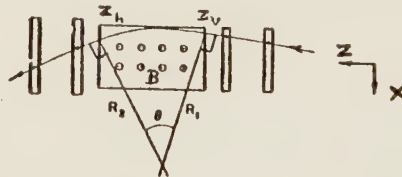
## Kapitel 4

### SPURREKONSTRUKTION

#### 4.1 DIFFRAKTIVES SPEKTROMETER

Die Rekonstruktion der Spuren im Spektrometer S2 ist relativ einfach. Da das Spektrometer in der Regel nur von einem Teilchen durchquert wird, stellt die Spurerkennung kein besonderes Problem dar.

Abbildung 20  
Form der Trajektorie im diffraktiven Spektrometer



Die Kammern messen nur  $x$ - und  $y$ -Koordinaten. Es müssen daher zwei voneinander unabhängige Spurprojektionen bestimmt werden. Die Trajektorie in der  $(x,z)$ -Ebene ist eine Gerade. Diejenige in der  $(y,z)$ -Ebene wird durch Geradenabschnitte vor und hinter dem effektiven Feld bzw. einen Kreisbogen in seinem Inneren approximiert (Abb.20). Wenn für jede der drei Geraden wenigstens drei der vier Kammerkoordinaten vorhanden sind, werden die Parameter nach der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt. Anhand des  $\chi^2$  der Anpassung werden unphysikalische Koordinatenkombinationen aussortiert. Wenn es mehrere mögliche Kombinationen gibt, wird die wahrscheinlichste ausgewählt. Der Kreisbogen im Magneten ist durch die beiden Linienelemente überbestimmt. Nicht zusammengehörige Linienelemente können daher erkannt werden, da sie die Bedingung

$$|R_1 - R_2| \approx 0 \quad (4.1)$$

verletzten. Die Definition der Strecken  $R_1$  und  $R_2$  ist aus Abb.20 ersichtlich.

Der Impuls eines einfach geladenen Teilchens ist bei Annahme eines konstanten Feldes gegeben durch:

$$p[\text{GeV}/c] = \frac{R[\text{mm}] \cdot B[\text{KG}]}{33356} \quad (4.2)$$

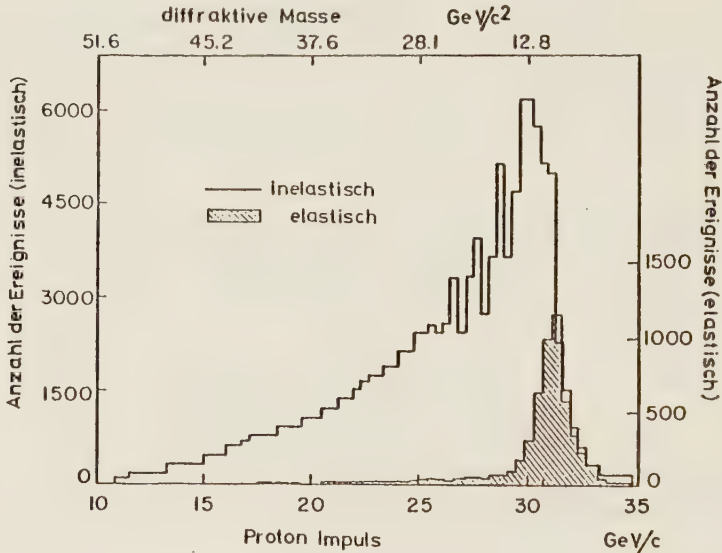
Als Radius  $R$  in (4.2) wird der Mittelwert aus  $R_1$  und  $R_2$  verwendet. Mit elastisch gestreuten Protonen wird eine Feinjustierung der Impulsskala durchgeführt und die Impulsauflösung ermittelt:

$$\frac{\sigma(\Delta p)}{p^2} = 0.0010 (\text{GeV}/c)^{-1} \quad (4.3)$$

Abb. 21 zeigt die Impulsspektren von elastisch und diffraktiv gestreuten Protonen.

Abbildung 21

Mit dem diffraktiven Spektrometer gemessene  
Impulsspektren von elastisch und diffraktiv gestreuten  
Protonen



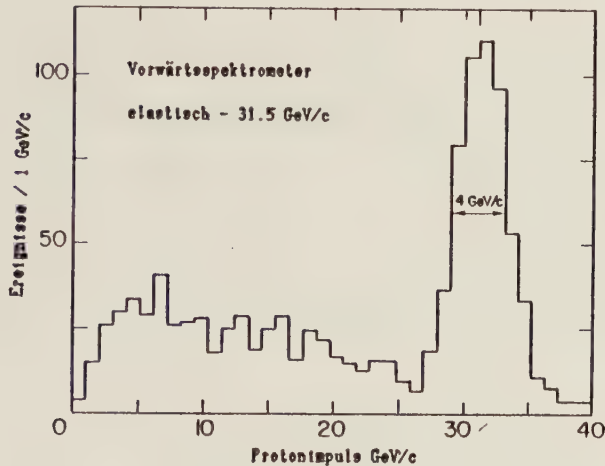
#### 4.2 VORWÄRTSSPEKTROMETER

Mit dem Ziel, die Kammern im Inneren des Magneten voll auszunutzen, wurde das existierende Rekonstruktionsprogramm für das Vorwärtsspektrometer völlig überarbeitet. Sowohl die Impulsauflösung als auch die Rekonstruktionseffizienz konnte erheblich verbessert werden. Die Impulsauflösung  $\sigma(\Delta p)/p^2$  wurde von  $0.0041 (\text{GeV}/c)^{-1}$  im Experiment R603 auf  $0.0020 (\text{GeV}/c)^{-1}$  (Abb.22) gesteigert.<sup>5</sup> Die Rekonstruktionseffizienz für zwei Spuren konnte um  $\approx 20\%$  erhöht werden.

<sup>5</sup> Es muß angemerkt werden, daß die Kammerkonfiguration in R603 im Prinzip zu einer besseren Impulsauflösung führt als diejenige in unserem Experiment. In R603 waren zwei Kammerblocks hinter dem Magneten aufgebaut. Bei uns dagegen konnte wegen Platzmangels nur ein Block hinter dem Magneten untergebracht werden; der Zweite befand sich im Inneren.

Abbildung 22

Mit dem Vorwärtsspektrometer gemessenes Impulsspektrum  
von elastisch gestreuten Protonen



Die zu Blocks zusammengefaßten Kammern im Vorwärtsspektrometer (Abb.15) haben nur kleine Abstände und die Spuren Steigungen von wenigen Grad. Daher schneiden sich die gemessenen Koordinatenlinien einer Spur, wenn sie in die Mittelebene des Blocks projiziert werden, näherungsweise in einem Punkt. Die y-Koordinaten zusammengehöriger 'Punkte' liegen auf Geraden, y-Linien genannt, da der Magnet nur die x-Koordinaten beeinflusst.

Ein Hauptproblem der Spurrekonstruktion in jedem Vielteilchenspektrometer ist die Erkennung der Koordinaten, die zur selben Teilchenspur gehören. Im Vorwärtsspektrometer wird dieses Problem mit relativ geringem Rechenaufwand durch das Aufsuchen der Punkte in den Blocks und der y-Linien gelöst.

Die Rekonstruktion läßt sich in vier Hauptabschnitte unterteilen:

1. Die kodierten Adressen der ausgelösten Kammerdrähte werden von den Datenbänder gelesen und in geometrische Koordinaten umgewandelt.
2. In jedem Block werden die Punkte aufgesucht, d.h. die Quadrupletts und Tripletts der Koordinatenlinien, die sich näherungsweise in einem Punkt schneiden.
3. Die Kombinationen von vier und drei Punkten, die auf y-Linien liegen, werden ausgewählt.
4. Durch die Punkte der y-Linien werden dreidimensionale Spuren gelegt. Aus der angepaßten Spur wird der Radius des Ablenkkreises bestimmt und daraus der Impuls des Teilchens berechnet.

#### 4.2.1 Bestimmung der Koordinaten

Die Kammerblocks sind genau senkrecht zum Strahl 1 der ISR einjustiert und Geometer vermessen die Lage eines Referenzpunktes in jedem der Blöcke. Da die Position der Drähte relativ zum Referenzpunkt bekannt ist, läßt sich jede Drahtadresse in eine geometrische Koordinate umrechnen.

Mit geraden, bei abgeschalteten Magneten aufgezeichneten Spuren werden kleine Verschiebungen der Kammern untereinander korrigiert. In jeder Projektion ( $x, y, u$  und  $v$ ) werden die Funken im ersten und letzten Kammerblock jedes Armes benutzt, um die Sollkoordinate der Funken in den dazwischen liegenden Kammern zu berechnen. Der Mittelwert der Differenzen dieser Soll- und der gemessenen Koordinaten wird durch Verschieben der Kammerpositionen auf Null einjustiert. Abb.23 zeigt, daß die relativen Positionen der Kammern schließlich auf ca. 0.25mm genau sind. Die Meßgenauigkeit der Kammern entnimmt man ebenfalls aus Abb.23. Sie beträgt  $\sigma=0.8$  bzw. 1.3 mm beim Drahtabstand von 2 und  $2\sqrt{2}$  mm. Verschiebungen der Spektrometerarme gegeneinander werden korrigiert, indem der Wechselwirkungsdiamant in seine Sollage

(Abb.6) gebracht wird. Seine jeweilige Lage ermittelt man dazu mit Schnittpunkten von Spuren aus verschiedenen Spektrometerarmen. Abb.24 zeigt die x-,y- und z-Projektion des gemessenen Diamanten nach der Justierung.

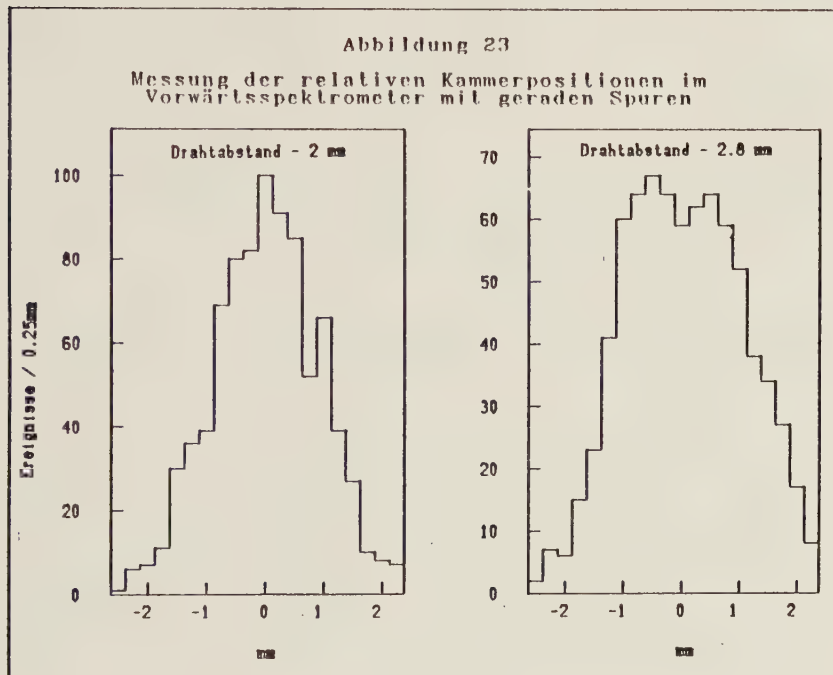
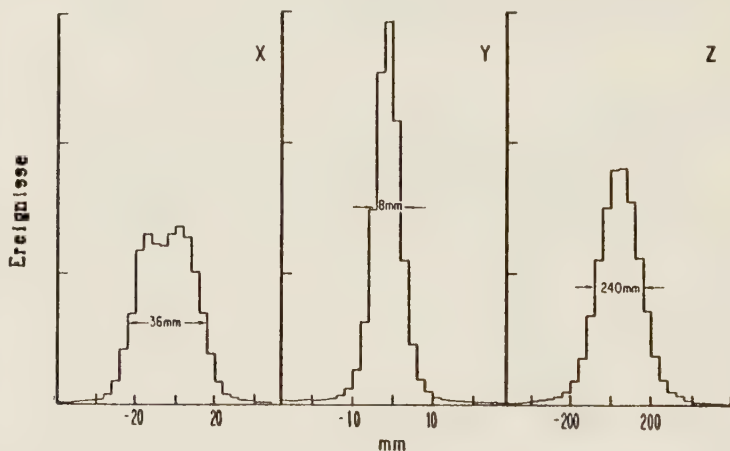


Abbildung 24

Mit dem Vorwärtsspektrometer gemessener ISR-Diamant  
(Projektionen)



#### 4.2.2 Punktsuche in den Kammerblocks

Zuerst werden alle Quadrupletts von x-, y-, u- und v-Koordinaten in den Kammerblocks gebildet. Erfüllt ein Quadruplett die Bedingungen

$$\begin{aligned} |u-(x+y)/\sqrt{2}| &< \varepsilon_u & |x-(u-v)/\sqrt{2}| &< \varepsilon_x \\ |v-(y-x)/\sqrt{2}| &< \varepsilon_v & |y-(u+v)/\sqrt{2}| &< \varepsilon_y \end{aligned} \quad (4.4)$$

dann werden die vier Koordinaten gespeichert und von der weiteren Suche ausgeschlossen. Um auch Spuren rekonstruieren zu können, in denen eine Kammer im Block nicht angesprochen hat, werden danach auch die Kombinationen von drei Koordinaten untersucht. Für diese Tripletts kann nur eine der vier Bedingungen (4.4) untersucht werden. Ist sie erfüllt, werden die Koordinaten ebenfalls gespeichert.

Da die Differenzen in (4.4) von der Anordnung der Kammern in den Blocks und den Steigungen der Spuren abhängen, werden die Radien  $\varepsilon_x$ ,  $\varepsilon_y$ ,  $\varepsilon_u$  und  $\varepsilon_v$  für jeden Block einzeln bestimmt.

#### 4.2.3 Aufsuchen der y-Linien

Für alle Kombinationen von zunächst vier und dann auch drei Punkten wird geprüft, ob die y-Koordinaten auf einer Geraden liegen. Jede y-Linie muß Punkte in beiden Blocks vor dem Magneten haben. Enthält eine Kombination Tripletts-punkte in denen die y-Koordinate fehlt, wird diese aus u und v Koordinaten des Triplets berechnet:

$$y = (u+v)/\sqrt{2}. \quad (4.5)$$

Bei der Geradenanpassung wird in diesem Fall ein größerer Meßfehler berücksichtigt. Zur Entscheidung ob eine y-Linie vorliegt, wird das  $\chi^2$  der Anpassung benutzt.

#### 4.2.4. Anpassung der dreidimensionalen Spur

In der (x,z)-Projektion, in der die Ablenkung durch den Magneten erfolgt, läßt sich die Teilchenspur durch Geradenabschnitte vor und hinter dem effektiven Feld und einen Kreisbogen in seinem Inneren approximieren. Wegen der relativ geringen Krümmung der Spuren, kann der Kreisbogen in guter Näherung durch einen Parabelabschnitt ersetzt werden. Die Trajektorie wird damit linear in den Parametern, was die Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate erheblich vereinfacht. Es ergibt sich der in Tab.3 zusammengefaßte Ansatz für die Trajektorie durch das Vorwärtsspektrometer.

| Tabelle 3                                         |                             |                         |
|---------------------------------------------------|-----------------------------|-------------------------|
| Gleichung der Trajektorie im Vorwärtsspektrometer |                             |                         |
| <u>Bereich</u>                                    | <u>(x,z)-Projektion</u>     | <u>(y,z)-Projektion</u> |
| vor dem effektiven Feld                           | $x=a_v \cdot z+b_v$         |                         |
| im effektiven Feld                                | $x=A \cdot z^2+B \cdot z+C$ | $y=n \cdot z+b$         |
| hinter dem effektiven Feld                        | $x=a_h \cdot z+b_h$         |                         |

Die sieben Parameter in der (x,z)-Projektion ( $a_v, b_v, A, B, C, a_h, b_h$ ) sind nicht unabhängig voneinander. Da die Trajektorie stetig differenzierbar sein muß, ergeben sich vier Bedingungsgleichungen. Die Anzahl der Parameter kann damit auf drei reduziert werden.

Zusammen mit den zwei Parametern in der (y,z)-Projektion müssen dann insgesamt fünf Parameter ( $a_v, b_v, A, a, b$ ) bestimmt werden. Tab.4 gibt die endgültige, für die Anpassung benutzte Form der Gleichungen.

| Tabelle 4                                                                                                           |                                                                                 |                     |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------|---------------------|
| Gleichung der Trajektorie im Vorwärtsspektrometer<br>(reduzierte Form)                                              |                                                                                 |                     |
| Bereich                                                                                                             | (x,z)-Projektion                                                                | (y,z)-Projektion    |
| vor dem effektiven Feld                                                                                             | $x = a_v \cdot z + b_v$                                                         |                     |
| im effektiven Feld                                                                                                  | $x = a_v \cdot z + b_v + A \cdot (z - z_f)$                                     | $y = a \cdot z + b$ |
| hinter dem effektiven Feld                                                                                          | $x = a_v \cdot z + b_v + A \cdot (2 \cdot z \cdot (z_h - z_v) + z_v^2 - z_h^2)$ |                     |
| (z <sub>v</sub> und z <sub>h</sub> sind die bekannten z-Koordinaten vom Anfang und vom Ende des effektiven Feldes.) |                                                                                 |                     |

Faßen wir die fünf Spurparameter zu einem Vektor  $\underline{a}$  zusammen, dann sind die x-, y-, u- und v-Koordinaten der Spur in den 16 Kammerebenen, die wir als Vektor  $\underline{\eta}$  schreiben, gegeben durch:

$$\underline{\eta} = \begin{bmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \vdots \\ \eta_{16} \end{bmatrix} = X \cdot \begin{bmatrix} a \\ b \\ a_v \\ b_v \\ A \end{bmatrix} = X \cdot \underline{a} \quad (4.6)$$

Die Matrix X läßt sich, da die z-Koordinaten der Kammerebenen ( $z_1, z_2, \dots, z_{16}$ ) bekannt sind, aus der Spurgleichung (Tab.4) berechnen. Gleichung (4.6) ist in Tab.5 beschrieben.

Tabelle 5

Zusammenhang zwischen Spurparametern und  
Kammerkoordinaten im Vorwärtsspektrometer

-Explizite Form von Gleichung (4.6)-

$$\begin{array}{c|c|c|c|c|c|c|c|c|c|c|c}
 \begin{array}{l} x_1 \\ y_1 \\ u_1 \\ v_1 \\ x_2 \\ y_2 \\ u_2 \\ v_2 \\ x_3 \\ y_3 \\ u_3 \\ v_3 \\ x_4 \\ y_4 \\ u_4 \\ v_4 \end{array} & = & \begin{array}{l} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \eta_3 \\ \eta_4 \\ \eta_5 \\ \eta_6 \\ \eta_7 \\ \eta_8 \\ \eta_9 \\ \eta_{10} \\ \eta_{11} \\ \eta_{12} \\ \eta_{13} \\ \eta_{14} \\ \eta_{15} \\ \eta_{16} \end{array} & = & \begin{array}{l} 0 \\ z_2 \\ Qz_3 \\ Sz_4 \\ 0 \\ z_6 \\ Qz_7 \\ Sz_8 \\ 0 \\ z_{10} \\ Qz_{11} \\ Sz_{12} \\ 0 \\ z_{14} \\ Qz_{15} \\ Sz_{16} \end{array} & \begin{array}{l} 0 \\ 1 \\ Q \\ S \\ 0 \\ 1 \\ Q \\ S \\ 0 \\ 1 \\ Q \\ S \\ 0 \\ 1 \\ Q \\ S \end{array} & \begin{array}{l} z_1 \\ 0 \\ Pz_3 \\ Rz_4 \\ z_5 \\ 0 \\ Pz_7 \\ Rz_8 \\ z_9 \\ 0 \\ Pz_{11} \\ Rz_{12} \\ z_{13} \\ 0 \\ Pz_{15} \\ Rz_{16} \end{array} & \begin{array}{l} 1 \\ 0 \\ P \\ R \\ 1 \\ 0 \\ P \\ R \\ 1 \\ 0 \\ P \\ R \\ 1 \\ 0 \\ P \\ R \end{array} & \begin{array}{l} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ Rf\left\{\begin{array}{l} z_8 \\ z_9 \end{array}\right\} \\ 0 \\ Pf\left\{\begin{array}{l} z_{11} \\ z_{12} \end{array}\right\} \\ g\left\{\begin{array}{l} z_{13} \\ z_{15} \end{array}\right\} \\ 0 \\ Pg\left\{\begin{array}{l} z_{15} \\ z_{16} \end{array}\right\} \end{array} & \cdot & \begin{array}{l} a \\ b \\ a_v \\ b_v \\ A \end{array}
 \end{array}$$

wobei:  $P=Q=-R=S=\sqrt{2}$

$$f(z) = (z - z_v)^2$$

$$g(z) = 2 \cdot (z_h - z_v) \cdot z + z_v^2 - z_h^2$$

Ist  $\underline{\eta}'$  der Vektor der in den Kammern gemessenen Koordinaten und sind  $\sigma_j$  ( $j=1,16$ ) die zugehörigen Meßfehler, dann führt die Forderung, daß die Summe der Abweichungsquadrate minimal sein soll,

$$M = \sum_i \frac{(\eta_i' - \eta_i)^2}{\sigma_i^2} = \min. \quad (4.7)$$

auf die sogenannte Normalengleichung [35,36] für den Parametervektor  $\underline{a}$ :

$$\underline{a} = -(X^t \cdot G \cdot X)^{-1} \cdot X^t \cdot G \cdot \underline{\eta}' \quad (4.8)$$

Die Gewichtsmatrix  $G$  ist dabei die Inverse der Kovarianzmatrix<sup>6</sup> des gemessenen Koordinatenvektors  $\underline{\eta}'$ :

<sup>6</sup> In der Kovarianzmatrix wurden nur die unkorrelierten, von den Kammern herrührenden Fehler berücksichtigt.

$$G = \begin{vmatrix} \sigma_1^2 & & & 0 \\ & \ddots & & \\ 0 & & & \sigma_n^2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} g_1 & & & 0 \\ & \ddots & & \\ 0 & & & g_n \end{vmatrix} \quad (4.9)$$

Die Kovarianzmatrix  $\underline{C}_a$  der angepaßten Parameter ist:

$$\underline{C}_a = (X^t \cdot G \cdot X)^{-1} \quad (4.10)$$

Ihre Diagonalelemente sind die Fehler der angepaßten Parameter.

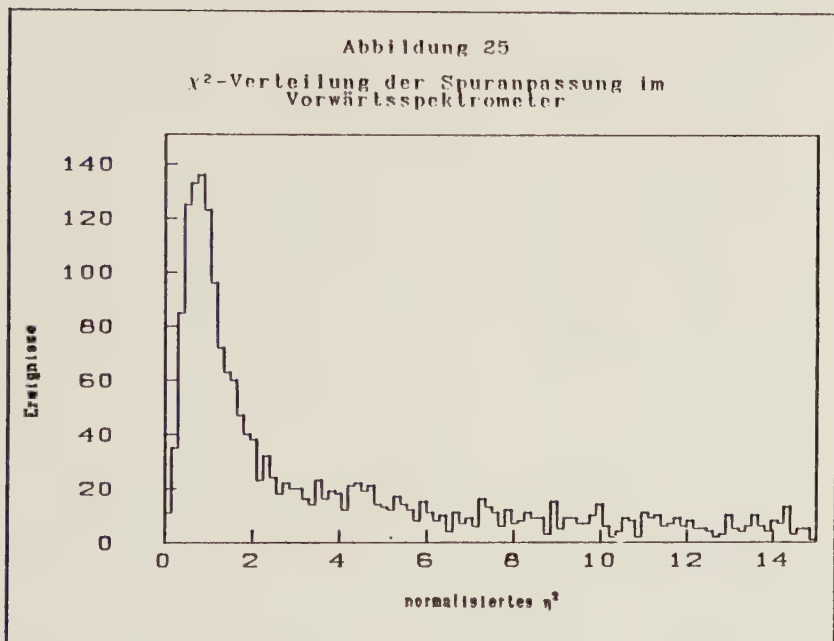
Für die zu y-Linien zusammengefaßten Kammerkoordinaten  $\underline{u}'$  wird jetzt das Gleichungssystem (4.8) gelöst. Sind die Parameter  $\underline{a}$  gefunden, wird versucht den Koordinatenvektor  $\underline{u}'$  zu verbessern. Alle Funken in den Kammern werden auf ihren Abstand von der Spur geprüft. Anhand der dabei gewonnen Information ist es eventuell möglich, noch nicht benutzte Kammern hinzunehmen und weit entfernte Funken durch nähere zu ersetzen oder ganz zu verwerfen. Verändert sich auf diese Weise der Koordinatenvektor  $\underline{u}'$ , so wird die Anpassung der Spur wiederholt. Die Verbesserung des Koordinatenvektors  $\underline{u}'$  wird bis zu acht Mal versucht, wenn nicht vorher das auf die Anzahl der Freiheitsgrade normalisierte  $\chi^2$  der Anpassung kleiner als 5 wird. Der Schnitt auf das  $\chi^2$  muß so hoch gelegt werden, da in der Kovarianzmatrix die von der Vielfachstreuung herrührenden Fehler nicht berücksichtigt werden. Dieses Rekursionsverfahren verbessert die Spurerkennung erheblich. Auch die Wahrscheinlichkeit, eine Spur zu rekonstruieren, steigt um mehrere Prozent.

Der Impuls der Spuren wird wieder, wie beim diffraktiven Spektrometer, mit Gleichung (4.2) berechnet. Mit elastisch gestreuten Protonen (Abb.22) kann die Impulsmessung wieder kontrolliert und kalibriert werden.

Liegen schließlich Spurparameter und Impulse fest, wird geprüft:

1. ob das normalisierte  $\chi^2$  der Spuranpassung (Abb.25) kleiner als 15 ist

2. ob in wenigstens drei Kammerblocks drei oder vier Funken benutzt wurden
3. ob der Impuls  $p$  der Spur im Bereich  $0.8 < p < 34 \text{ GeV}/c$  liegt.



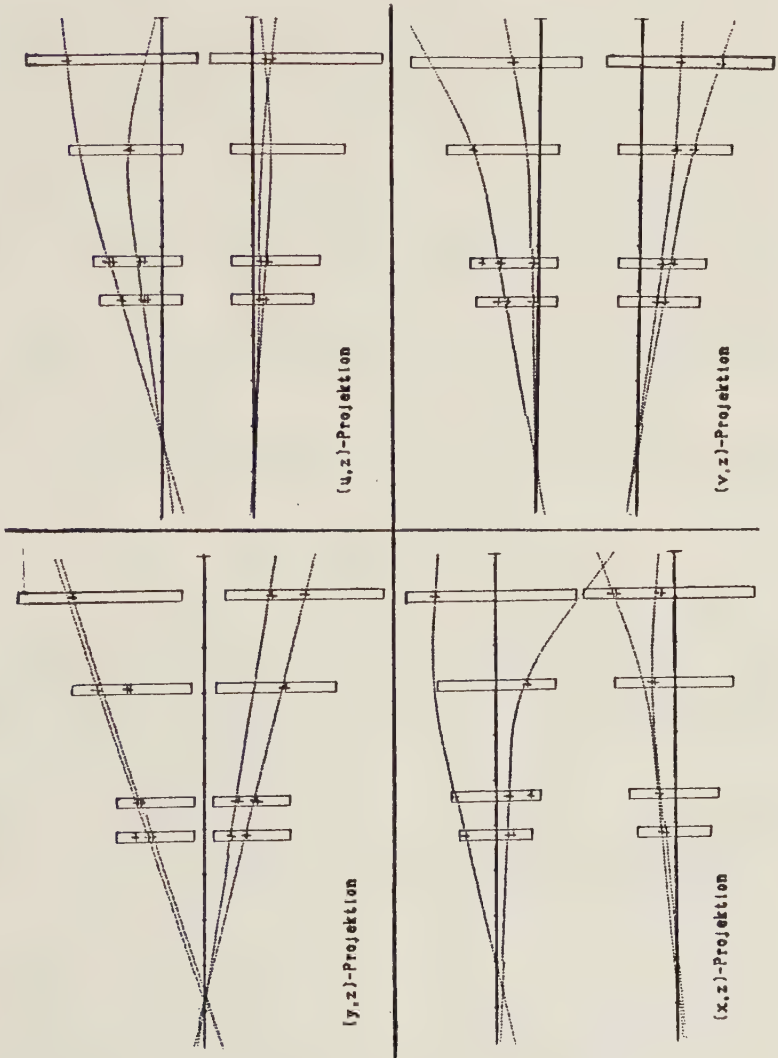
Ist eines dieser drei Kriterien nicht erfüllt wird die Spur verworfen. Ansonsten wird die Spur mit den bereits gespeicherten verglichen. Hat die Spur mehr als einen Funken in einem Kammerblock mit einer bereits gespeicherten gemeinsam, werden die beiden Spuren als 'identisch' angesehen. Ist die neue Spur 'besser' als die alte, dann ersetzt sie diese, ansonsten wird sie verworfen. Ist die neue Spur nicht identisch mit einer alten, wird sie gespeichert. Eine Spur gilt als umso besser, je mehr gemessene Koordinaten für ihre Rekonstruktion benutzt werden. Bei gleicher Anzahl von

benutzten Koordinaten, gilt die Spur mit kleinerem  $\chi^2$  als besser.

In Abb.26 sind die im Vorwärtsspektrometer rekonstruierten Spuren für ein Ereignis dargestellt.

Abbildung 26

Graphische Darstellungen der Spuren eines Ereignisses  
im Vorwärtsspektrometer



#### 4.3 LAMPSHADE

Die Beschreibung des Rekonstruktionsprogramms im Lampshade soll hier nur in groben Zügen gegeben werden. Für eine genauere Behandlung wird auf [30] verwiesen.

Zuerst werden die gemessenen Driftzeiten mit Hilfe der bekannten Driftgeschwindigkeiten und Drahtpositionen in geometrische Koordinaten umgewandelt. In den Driftzellen wird dann nach sogenannten 'Elementen' gesucht, d.h. nach vier oder drei gemessenen Koordinaten, die in guter Näherung auf einer Geraden liegen. Die Elemente der A und B Kammern werden jetzt miteinander kombiniert, um in der (x,z)-, (u,z)- und (v,z)-Ebene die sogenannten Linien zu finden. Eine Linie liegt vor, wenn die Steigung der Elemente in A und B Kammer mit der ihrer Verbindungslinie übereinstimmt. Nun können die dreidimensionalen AB-Linien gesucht werden. Das sind Kombinationen von Linien aus drei verschiedenen Ebenen, die die sogenannten Abschlußbedingungen erfüllen:

$$\begin{aligned} v + u &= x \\ dv/dz + du/dz &= dx/dz \quad (\text{festes } z) \end{aligned} \quad (4.11)$$

Schließlich werden die Schnittpunkte der AB-Linien mit der Mittelebene des Magneten bestimmt. Von diesen Punkten werden dreidimensionale Verbindungslinien, die sogenannten C-Linien, zu den Elementen in den C-Kammern gezogen. Stimmt die Steigung der C-Linien in wenigstens zwei Projektionen mit der von C-Elementen überein, wird ein dreidimensionales Element in der C-Kammer angepaßt. Bei gutem  $\chi^2$  der Anpassung gilt eine Spur im Lampshade als rekonstruiert, wenn die  $\varphi$ -Koordinate des dreidimensionalen C-Elementes mit der der AB-Linie übereinstimmt. Dabei wird ausgenutzt, daß die  $\varphi$ -Koordinate einer Spur nicht vom Magnetfeld beinflußt wird (siehe (2.7)).

Der gefundenen Spur wird mit Hilfe einer Funktion, die aus der vermessenen Feldkarte abgeleitet ist, der Impuls zugeordnet.

## Kapitel 5

### DATENREDUKTION

Die Reduktion der  $9.47 \cdot 10^6$  Ereignisse, die auf 465 Magnetbändern gespeichert sind, erfolgt in mehreren Schritten.

1. Im diffraktiven Spektrometer S2 wird nach Spuren gesucht. Ereignisse ohne Spur werden verworfen.
2. Die Funkeninformation im Vorwärtsspektrometer S1b wird analysiert. Nur Trigger mit wenigstens zwei rekonstruierten Spuren werden weiter benutzt.

Danach verbleiben  $3.17 \cdot 10^6$  Ereignisse, die auf 208 Data Summary Tapes (DST) geschrieben werden.

3. Die sogenannten K- und  $\Lambda^0$ -DST's werden erstellt. Dazu wird im Vorwärtsspektrometer nach Ereignissen mit K- und  $K^0$ - bzw.  $\Lambda^0$ -Kandidaten gesucht. Es ergeben sich 22 K- und 8  $\Lambda^0$ -DST's, für die dann die zeitraubende Rekonstruktion der Lampshadespuren erfolgt.

Alle DST's enthalten bis zu diesem Punkt neben den Resultaten der Rekonstruktionsprogramme auch sämtliche Rohdaten.

4. Die DST's werden auf das Format der sogenannte Physics Summary Tapes (PST) umgeschrieben. Die Information wird dabei auf das Wesentlichste beschränkt und in eine, für die weitere Analyse besonders geeignete Form gebracht. Es verbleiben schließlich zwei K- und ein  $\Lambda^0$ -PST.

Ereignisse mit einem K- oder  $\Lambda^0$  im Endzustand können nun anhand der PST's mit geringem Rechenaufwand studiert werden.



TEIL III

MASSENSPEKTREN UND WIRKUNGSQUERSCHNITTE

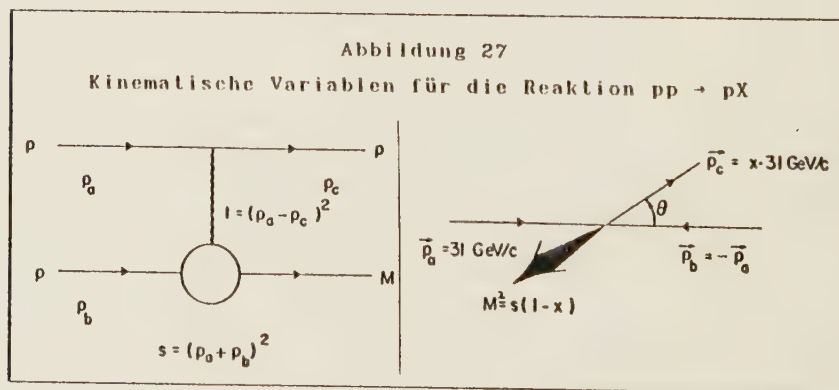
## Kapitel 8

### METHODE ZUR BESTIMMUNG DES WIRKUNGSQUERSCHNITTS

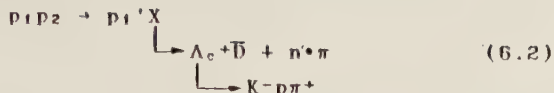
Ganz allgemein sind die Anzahl  $N$  der in einem Experiment von einer bestimmten Reaktion beobachteten Ereignisse und der zugehörige Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  verknüpft durch:

$$\sigma = \frac{N}{\epsilon \cdot \int L dt} \quad (6.1)$$

$\epsilon$  ist dabei eine für die betrachtete Reaktion und die benutzte Apparatur typische Nachweiswahrscheinlichkeit. Dieses  $\epsilon$  beinhaltet die Wahrscheinlichkeit, mit der die Ereignisse der untersuchten Reaktion den Trigger auslösen ebenso, wie die Wahrscheinlichkeit mit der sie danach rekonstruiert werden können. Die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon$  ermittelt man gewöhnlich mit Hilfe einer Monte Carlo Rechnung.



Für die Reaktion



müßte die Monte Carlo Rechnung etwa wie folgt aussehen:

1. Diffraktive Objekte  $X(M, t)$  (Abb.27) werden erzeugt und ihr Zerfall



wird simuliert. Dabei sind  $n_c$  und  $n_n$  die neben dem  $\Lambda_c^+$  erzeugten, geladenen bzw. neutralen Teilchen.

2. Ereignisse bei denen das diffraktive Proton  $p_1'$  nicht in die Akzeptanz des Spektrometers S2 fällt, werden verworfen.
3. Es wird überprüft, welche der Triggerzähler in S1 durch die  $n_c$  geladenen Teilchen ausgelöst werden.
4. Der Zerfall  $\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p \pi^+$  wird simuliert und dann geprüft, welche Triggerzähler durch die Zerfallsteilchen des  $\Lambda_c^+$  ausgelöst werden. Ereignisse, in denen die  $\Lambda_c^+$ -Teilchen zusammen mit den übrigen Teilchen die Triggerbedingung  $T_1$  im Spektrometer S1 nicht erfüllen, werden verworfen.

An dieser Stelle der Rechnung kann die Triggerwahrscheinlichkeit

$$\epsilon_t = \frac{N_t}{N} \quad (6.4)$$

berechnet werden.  $N$  ist die Anzahl der erzeugten Ereignisse und  $N_t$  die Anzahl der Ereignisse, welche die Triggerbedingung  $T_1 \cdot T_2$  des Experimentes erfüllen.

5. Für die  $N_t$  Ereignisse, die den Trigger erfüllen, wird schließlich geprüft, ob alle Zerfallsprodukte des  $\Lambda_c^+$  in SI rekonstruiert werden können.

Ist  $N_r$  die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse, dann ist die Wahrscheinlichkeit  $\varepsilon_r$ , mit der ein triggerndes Ereignis rekonstruiert werden kann, gegeben durch:

$$\varepsilon_r = \frac{N_r}{N_t} \quad (6.5)$$

Wenn wir das gerade skizzierte Gedanken Monte Carlo realisieren wollen, stoßen wir auf große Schwierigkeiten. Für den  $\Lambda_c^+$ -Zerfall kann zwar Phasenraumkinematik angenommen werden, für die Erzeugung des Objektes X sowie seinen Zerfall in ein  $\Lambda_c^+ \bar{D}$ -Paar und eine variable Anzahl von Pionen gibt es jedoch kein Modell. Wir sind daher gezwungen einen anderen Weg zu beschreiten.

Wir nehmen an, daß die Triggerwahrscheinlichkeit  $\varepsilon_t$  für ein massives Objekt  $X(M,t)$  nur von der Multiplizität  $m$  seines Zerfalls abhängt und nicht davon, ob ein  $\Lambda_c^+$  erzeugt wird oder nicht. Unter dieser Voraussetzung können wir die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon$  schreiben als:

$$\varepsilon = \varepsilon_r(x, p_t) \cdot \varepsilon_t(M_x, t, m) \quad (6.6)$$

$\varepsilon_r$  hängt dabei vom Feynman  $x$  und vom Transversalimpuls  $p_t$  des  $\Lambda_c^+$  ab. Wir beschränken die Monte Carlo Rechnung auf die Bestimmung von  $\varepsilon_r$  und schätzen  $\varepsilon_t$  experimentell ab.

Wie in Kapitel 7 beschrieben wird, können wir den einfach diffraktiven Wirkungsquerschnitt  $\sigma_d$  für die Reaktion  $pp \rightarrow pX$  im Massenbereich  $10 < M_x < 28 \text{ GeV}/c^2$  direkt messen. Im genannten Massenbereich, auf den wir alle Messungen in diesem Experiment beschränken, liegt die Mehrzahl der mit dem Haupttrigger  $T_1, T_2$  aufgezeichneten Daten. Durch Vergleich von  $\sigma_d$  mit dessen Bruchteil  $\sigma_t$ , dem Wirkungsquerschnitt der

diffraktiven Ereignisse mit  $10 < M_x < 20 \text{ GeV}/c^2$  die den Trigger  $T_1 \cdot T_2$  erfüllen, finden wir die über  $M_x$ ,  $t$  und  $m$  gemittelte Triggerwahrscheinlichkeit  $\bar{\epsilon}_t$ :

$$\bar{\epsilon}_t = \frac{\sigma_t}{\sigma_d} \quad (6.7)$$

für:  $10 < M_x < 20 \text{ GeV}/c^2$

Wir ersetzen  $\epsilon_t(M_x, t, m)$  in (6.6) durch dieses  $\bar{\epsilon}_t$ . Die  $M_x$ -Abhängigkeit von  $\epsilon_t$  können wir vernachlässigen, da die Akzeptanz des Spektrometers S2 im Massenbereich  $10 < M_x < 20 \text{ GeV}/c^2$  kaum variiert und, wie das Verhältnis der Triggeraten für  $T_2$  und  $T_1 \cdot T_2$  als Funktion von  $M^2$  (Abb. 19) zeigt, die Triggerbedingung  $T_1$  in diesem Bereich nicht von der Masse abhängt. Die Mittelung von  $\epsilon_t$  über den Vierimpuls  $t$  bedeutet, daß wir für die  $\Lambda_c^+$ -Produktion die selbe  $t$ -Abhängigkeit annehmen wie für beliebige diffraktiven Ereignisse. Die Mittelung von  $\epsilon_t$  über die Multiplizität  $m$  wird nur dann zu richtigen Resultaten führen, wenn die Multiplizitätsverteilung der  $\Lambda_c^+$ -Ereignisse nicht von der anderer diffraktiver Ereignisse abweicht. Mit Hilfe der  $\Lambda^0$ -Daten unseres Experimentes sind wir jedoch in der Lage eine Beziehung zwischen Triggerwahrscheinlichkeit und Ereignismultiplizität herzustellen (siehe Kapitel 8.3). Wir können  $\bar{\epsilon}_t$  dann für die Multiplizitätsabhängigkeit der Triggerwahrscheinlichkeit  $\epsilon_t$  korrigieren.

Nun zur Bestimmung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit  $\epsilon_r(x, p_t)$  für die triggernden  $\Lambda_c^+$ -Ereignisse. Da wir die Schritte 1. bis 4. der Monte Carlo Rechnung nicht durchführen können, müssen wir die Ereignismenge, die nach Schritt 4. der Rechnung übrigbleiben würde (also triggern könnte), simulieren. Wir konstruieren diese Ereignisse, indem wir  $\Lambda_c^+$ -Zerfälle mit Phasenraumkinematik erzeugen und nur solche Zerfälle weiter benutzen, die die Triggerbedingung  $T_1$  erfüllen. Für die zusätzlich noch am Trigger beteiligten Teilchen verwenden wir bei der Prüfung der Triggerbedingung die Verteilung, die wir in den beobachteten  $\Lambda_c^+$ -Ereignissen vorfinden.

Fassen wir zusammen:

Die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon$  ist unter den gemachten Voraussetzungen gegeben durch:

$$\varepsilon(x, p_t) = \varepsilon_r(x, p_t) \cdot \varepsilon_t \quad (6.8)$$

für:  $10 < M_x < 20 \text{ GeV}/c^2$

Aus Gleichung (6.1) erhalten wir damit:

$$\sigma = \frac{N/\varepsilon_r}{\varepsilon_t \cdot \int l \cdot dt} = \frac{N'}{N_t} \cdot \sigma_d \quad (6.9)$$

für:  $10 < M_x < 20 \text{ GeV}/c^2$

$N_t$  ist die Gesamtzahl der Trigger  $T_1 \cdot T_2$  des Experimentes und  $N'$  der Bruchteil der Trigger mit  $\Lambda_c^+$ -Produktion.  $\varepsilon_r$  ist die über die  $x$ - und  $p_t$ -Verteilung der  $\Lambda_c^+$ 's gemittelte Rekonstruktionswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_r(x, p_t)$ .

Für den invarianten Wirkungsquerschnitt finden wir aus (6.9):

$$E \cdot \frac{d^3\sigma_r}{d^3p} = \frac{2E}{\pi\sqrt{s}} \cdot \frac{d^2\sigma}{dx dp_t^2} \simeq \frac{E}{p_t \pi\sqrt{s}} \cdot \frac{\Delta N'(x, p_t)}{\Delta x \Delta p_t} \cdot \frac{\sigma_d}{N_t} \quad (6.10)$$

für:  $10 < M_x < 20 \text{ GeV}/c^2$

Wir merken noch an, daß alles was hier am Beispiel des  $\Lambda_c^+$  diskutiert wurde, sinngemäß auch für die Produktion jedes anderen Teilchens in unserem Experiment gilt. Wir können daher (6.10) auch für die Bestimmung des  $\Lambda^0$ -Wirkungsquerschnitts und der oberen Grenze für  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 3\pi$  benutzen.

## Kapitel 7

### MESSUNG DES DIFFRAKTIVEN WIRKUNGSQUERSCHNITT

Für die Messung des diffraktiven Wirkungsquerschnitts ermitteln wir zuerst mit einer Monte Carlo Rechnung die geometrische Akzeptanz des Spektrometers S2. Diese Rechnung überprüfen wir mit den detaillierten Messungen des invarianten diffraktiven Wirkungsquerschnitts, die in [37] gegeben sind.

Die Resultate von [37], die an den ISR bei Schwerpunktsenergien  $23 < \sqrt{s} < 38$  GeV gefunden wurden, werden dazu in der folgenden Form parametrisiert:

$$\frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt d(M^2/s)} = A \cdot F(t) \cdot G(M^2/s) \quad (7.1)$$

mit:  $A = 1.42 \text{ mb} \cdot \text{GeV}^{-2}$

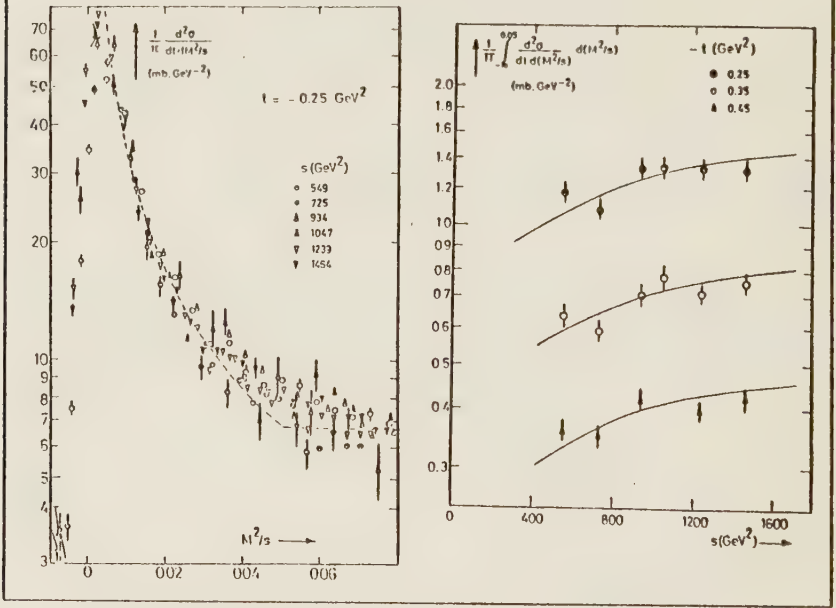
$F(t) = e^{5.76 t}$

$$G(M^2/s) = \begin{cases} (M^2/s)^{-1} & 1.16/s < M^2/s < 0.05 \\ (0.05)^{-1} = 20 & M^2/s \geq 0.05 \end{cases}$$

und so auf  $\sqrt{s} = 63$  GeV extrapoliert. Abb.28 zeigt die Parametrisierung zusammen mit den Meßwerten von [37]. Mit Gleichung (7.1) erzeugen wir ein Spektrum von diffraktiv gestreuten Protonen, die wir dann durch die Akzeptanz des Spektrometers S2 verfolgen. Der Vergleich der Monte Carlo Ereignisse, die sämtliche Akzeptanzschnitte passieren, mit den im Spektrometer S2 beobachteten Daten zeigt, daß die Monte Carlo Rechnung die Akzeptanz von S2 gut beschreibt (Abb.29). Die in Abb.29 gezeigten Daten wurden mit dem Trigger T<sub>2</sub> bei vorübergehend abgeschaltetem Velo aufgenommen, da dieser Trigger dem in [37] verwendeten am nächsten kommt. Mit diesem Trigger finden wir für die Produktion von diffraktiven Massen  $M_x < 20$  GeV/c<sup>2</sup> einen Wirkungsquerschnitt

Abbildung 28

# Parametrisierung des invarianten diffraktiven Wirkungsquerschnitts



von  $8.8 \pm 1.8 \text{ mb}$ . Dieses Ergebnis stimmt mit einer Extrapolation der Messung von [37] innerhalb der Fehlergrenzen überein.

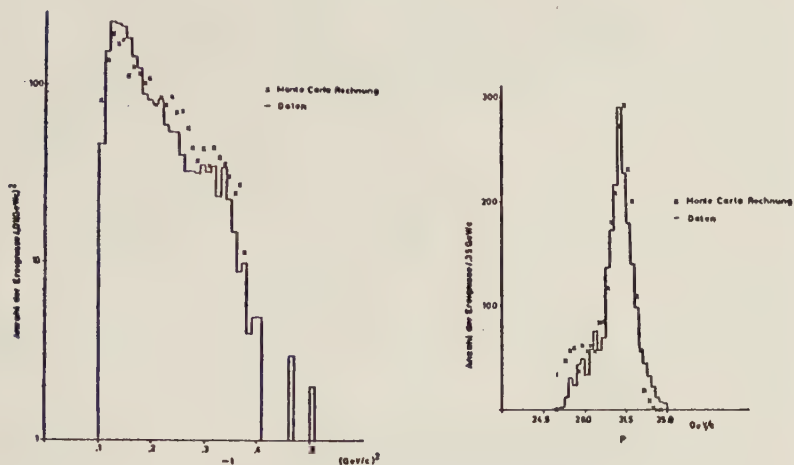
Mit der selben Akzeptanzkorrektur und einem Datensatz, der mit dem vollständigen Trigger  $T_2$ , also bei eingeschaltetem Veto aufgezeichnet wurde, finden wir:

$$\sigma_d = 2.8 \pm 0.6 \text{ mb} \quad (10 < M_x < 28 \text{ GeV}/c^2) \quad (7.2)$$

Wie schon in Kapitel 3.1 bemerkt, sorgen die Veto-zähler für eine Verbesserung der einfach diffraktiven Signatur der registrierten Ereignisse. Das in (7.2) gegebene  $\sigma_d$  benötigen wir später, um mit Gleichung (6.10) die Wirkungsquerschnitte für die  $\Lambda_c^+$ - und die  $\Lambda^0$ -Produktion berechnen zu können.

Abbildung 29

Gegenüberstellung von Monte Carlo Ereignissen und registrierten Daten im diffraktiven Spektrometer



## Kapitel 8

### MESSUNG DES LAMBDA WIRKUNGSQUERSCHNITTS

Die Messung des  $\Lambda^0$ -Wirkungsquerschnitts in unserem Experiment ist in zweierlei Hinsicht von Bedeutung. Einmal ist die Quarkzusammensetzung des  $\Lambda_c^+$  bis auf den Austausch eines seltsamen mit einem charmanten Quark die selbe wie die des  $\Lambda^0$ . In [25] wurde daher ein ähnlicher Mechanismus für die diffraktive Produktion von  $\Lambda^0$  und  $\Lambda_c^+$  angenommen und die Autoren schätzen ab, daß  $\Lambda_c^+$ -Produktion mit  $\approx 2\%$  der Rate der  $\Lambda^0$ -Produktion zu erwarten ist (siehe auch Kapitel 1). Diese Vorhersage können wir mit unseren Daten überprüfen. Zum anderen wurde in den letzten Jahren der inklusive  $\Lambda^0$ -Wirkungsquerschnitt bei pp-Wechselwirkung mit Schwerpunktsenergien bis  $\sqrt{s}=63$  GeV, bei denen unser Experiment durchgeführt wurde, gemessen [32,39,46,45 und Referenzen dort]. Der Vergleich dieser Messungen mit unseren  $\Lambda^0$ -Resultaten gibt Aufschlüsse über den Triggerbias, mit dem unsere Daten behaftet sind.

#### 8.1 AUSWAHL DER LAMBDA'S

$\Lambda^0$ 's können mit unserem Apparat über ihren geladenen Zerfallskanal

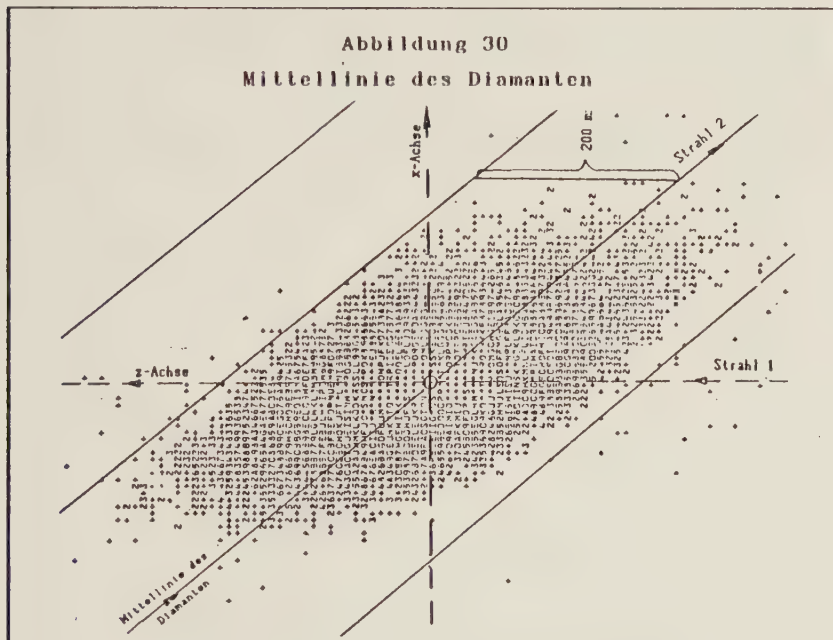
$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \quad (8.1)$$

nachgewiesen werden. Da wir bei weitem die meisten Lambdas im Vorwärtsspektrometer S1b finden, berücksichtigen wir für den  $\Lambda^0$ -Wirkungsquerschnitt nur dieses Spektrometer.

Bei der Erstellung der  $\Lambda^0$ -PST's (siehe auch Kapitel 5) werden für jedes Ereignis alle möglichen Kombinationen von neutralen Spurpaaren im Vorwärtsspektrometer gebildet. Für diese wird die invariante Masse unter der Annahme, daß ein  $(p, \pi^-)$ -Paar vorliegt, und der Vertex berechnet. Ein Ereignis wird auf das PST geschrieben, wenn es ein Paar mit

$$|M(p, \pi^-) - M(\Lambda^0)| \leq 15 \text{ MeV}/c^2 \quad (8.2)$$

( $M(\Lambda^0) = 1.1156 \text{ GeV}/c^2$  [38]) enthält, dessen Vertex stromabwärts von der Mittellinie des Diamanten (Abb.30) liegt und dessen CDA (Closest Distance of Approach) kleiner als 40 mm ist. Das Paar wird markiert, um später ein erneutes, zeitraubendes Aufsuchen zu vermeiden.



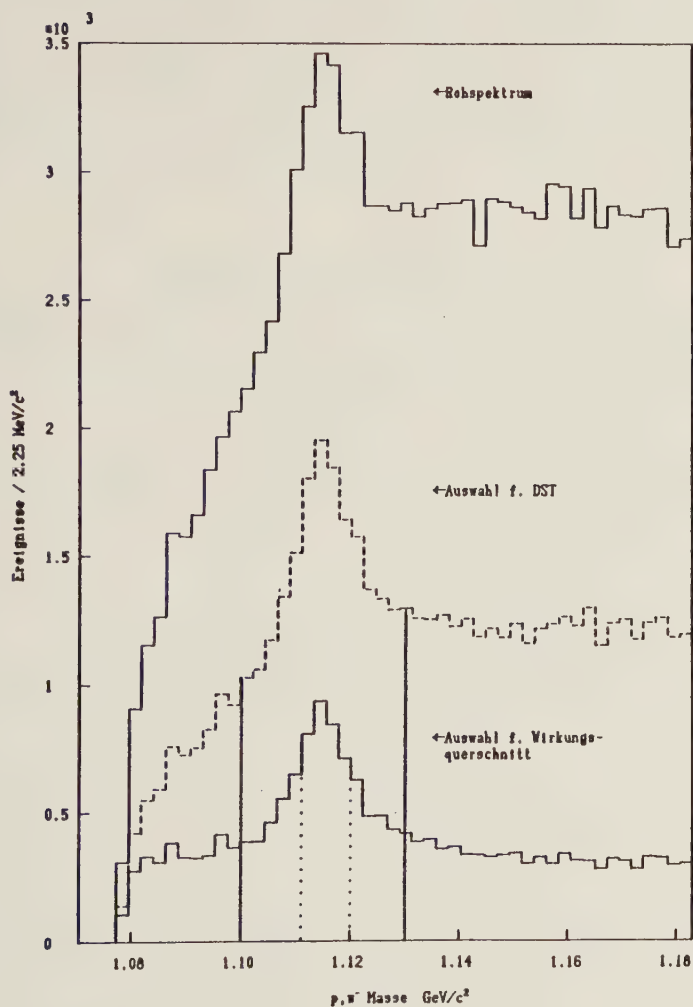
Unter den markierten Paaren auf den PST's werden dann die  $\Lambda^0$ 's für die Messung des Wirkungsquerschnitts ausgewählt. Um ein günstigeres Verhältnis von Signal und Untergrund zu erreichen, wird ein engerer Massenschnitt,

$$|M(p, \pi^-) - M(\Lambda^0)| \leq 4.5 \text{ MeV}/c^2 \quad (8.3)$$

angewandt und von der 'V-Signatur' des  $\Lambda^0$ 's intensiver Gebrauch gemacht.

Wegen der großen mittleren Lebensdauer des  $\Lambda^0$  ( $\tau=2.6 \cdot 10^{-10}$  sec) liegt sein Zerfallsvertex in der Regel in gut meßbarem Abstand stromabwärts vom Hauptvertex des Ereignisses. Der mittlere  $\Lambda^0$ -Impuls in unseren Daten ist  $\approx 12$  GeV/c, was einem mittleren Flugweg von  $\approx 850$  mm entspricht. Die Forderung, daß der  $\Lambda^0$ -Vertex wenigstens 400 mm von der Mittellinie des Diamanten stromabwärts liegen muß, optimiert das Verhältnis von Signal und Untergrund bei vertretbaren Verlusten. Eine verfeinerte  $\Lambda^0$ -Auswahl wird bei der Charm-suche im  $\Lambda 3\pi$ -Kanal verwendet (siehe Kapitel 10.1) und ist an dieser Stelle auch ausführlich beschrieben. Abb.31 zeigt das rohe  $(p, \pi^-)$ -Spektrum sowie die Spektren mit den Schnitten für die PST-Selektion als auch den Wirkungsquerschnitt.

Abbildung 31  
 Lambdasignal für verschiedene Auswahlkriterien



## 8.2 KORREKTUREN FÜR VERLUSTE

Um den Wirkungsquerschnitt für die  $\Lambda^0$ -Produktion nach Gleichung (6.10) berechnen zu können, muß die Anzahl der Trigger, die ein  $\Lambda^0$  enthalten, aus der Anzahl der in der Massenverteilung beobachteten  $\Lambda^0$ 's abgeschätzt werden. Dazu müssen wir für Verluste durch beschränkte geometrische Akzeptanz, nicht beobachtbare Zerfallskanäle, angewandte Schnitte, Spurrekonstruktion, Zerfall von Pionen und Absorption von Protonen und Pionen korrigieren.

### 8.2.1 Korrektur für geometrische Akzeptanz

In einem Monte Carlo Programm werden 10000  $\Lambda^0 \rightarrow p+\pi^-$  Zerfälle isotrop im Ruhesystem des  $\Lambda^0$  erzeugt. Impuls- und Energieerhaltungssatz legen, zusammen mit dem Q-Wert

$$Q = M(\Lambda^0) - (M(p) + M(\pi)) = 38 \text{ MeV}/c^2$$

Betrag und relative Orientierung des Proton- und Pionimpulses fest. Azimuth- und Polarwinkel des Zerfalls sowie die Lebenszeit des Lambdas werden zufällig ausgewählt; die Lebenszeit  $t$  entsprechend dem Zerfallsgesetz:

$$N(t) = N(0) \cdot \exp(-t/\tau)$$

Die kinematischen Größen des Lambdas im Laborsystem sind durch Feynman Variable  $x$ , Transversalimpuls  $p_t$ , Polarwinkel  $\varphi$  und die Lage des Wechselwirkungsvertexes festgelegt. Der Polarwinkel  $\varphi$  der Lambdaemission und die Lage des Wechselwirkungsvertexes werden zufällig ausgewählt. Da die Koordinaten der kollidierenden Protonen aus Verteilungen gewürfelt werden, welche die gemessenen Strahlprofile (Abb.6) reproduzieren, stimmt die räumliche Verteilung der erzeugten Wechselwirkungsvertexes gut mit dem beobachteten Diamanten überein. Jeder Lambdazerfall wird dann für einen Satz von 240  $(x, p_t)$ -Wertepaaren - 16 äquidistante  $x$ -Werte im Intervall  $0.4 \leq x \leq 0.9$  kombiniert mit je 15 äquidistanten  $p_t$ -Werten im Intervall  $0.0 \leq p_t [\text{GeV}/c] \leq 1.5$  - durch das Spektrometer Sib verfolgt.

Dafür wird zunächst der Zerfallvertex des Lambdas berechnet. Er muß wie in den Daten wenigstens 400mm stromabwärts

von der Mittellinie des Diamanten entfernt liegen. Dann werden die Impulsvektoren von Proton und Pion vom Ruhesystem des Lambdas ins Laborsystem Lorentztransformiert und durch das Spektrometer S1b verfolgt. Die Apperturbegrenzungen werden mit in den Daten rekonstruierten Spuren experimentell bestimmt und dann leicht verkleinert. Indem wir die Schnitte auch auf die beobachteten Ereignisse angewanden, erzwingen wir gute Uebereinstimmung der geometrischen Akzeptanz in Daten und Monte Carlo.

Das Verhältnis aus den für jeden  $(x, p_t)$ -Wert erzeugten und akzeptierten Ereignisse ergibt schließlich den Gewichtungsfaktor für die Korrektur. Wir müssen jedoch, wie in Kapitel 6 ausführlich beschrieben ist, die erzeugten Ereignisse so wählen, daß sie auch den Trigger auslösen können. Wir bestimmen daher die Gewichte auch unter den Nebenbedingungen, daß ein bzw. zwei Teilchen des Zerfalls die Triggerzähler treffen. Wir ermitteln nur die Anzahl der erforderlichen Treffer, nicht dagegen die Identität der Zähler, die getroffen werden müssen. Berücksichtigt man die relativ rotationssymmetrische Anordnung der Triggerzähler, dann wird klar, daß damit zumindest näherungsweise der Tatsache Rechnung getragen wird, daß eigentlich nicht nur der Impulsvektor des  $\Lambda^0$  in  $\varphi$  rotiert werden müßte, sondern auch alle zusätzlich erzeugten Teilchen.

Ereignis für Ereignis berechnen wir dann Feynman  $x$  und Transversalimpuls  $p_t$ , der in den Daten ausgewählten Lambdas. Mit der Information der Koinzidenzeinheiten (Patternunits) über die Triggerzähler stellen wir fest, wieviele Teilchen des Lambdazerfalls für den Trigger erforderlich sind. Für jedes Ereignis kann so der richtige Gewichtungsfaktor aus den im Monte Carlo erstellten Tabellen entnommen werden.

### 8.2.2 Andere Korrekturen

Neben der Korrektur für die geometrische Akzeptanz des Spektrometers müssen noch eine Reihe weiterer Verluste berücksichtigt werden.

Die Korrektur für nicht beobachtbare Zerfallskanäle ergibt sich direkt aus dem Verzweigungsverhältnis von 64.2% [38] für  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ .

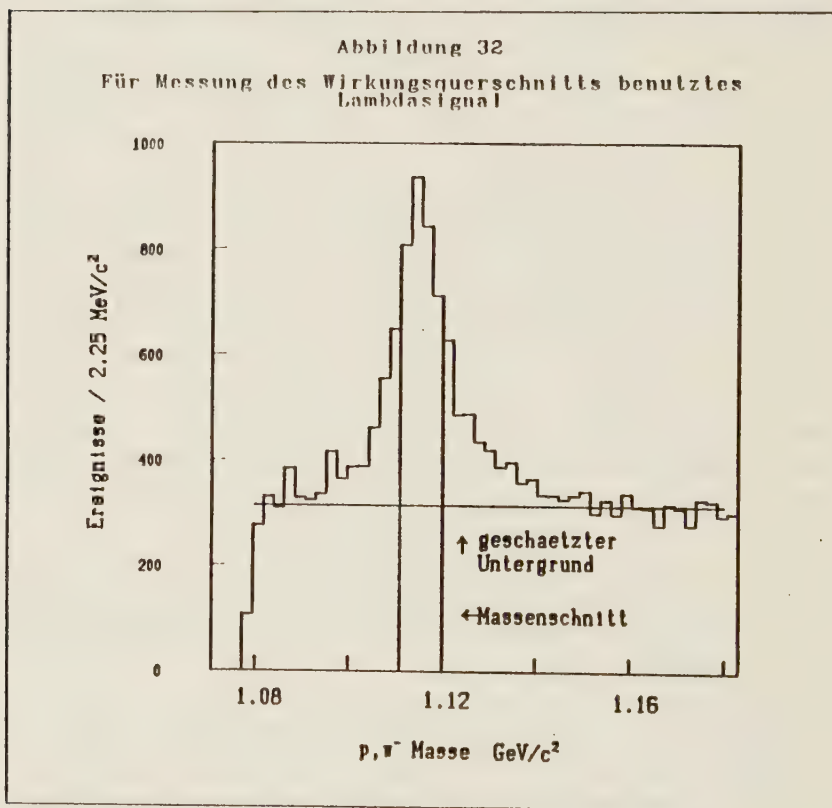


Abb.32 zeigt noch einmal das Spektrum der für die Messung des Wirkungsquerschnitts ausgewählten Lambdas. Der angewandte Massenschnitt (8.3) sowie der geschätzte Untergrund sind eingezeichnet. Durch den Massenschnitt gehen  $\approx 51\%$  der Lambdas verloren und der Untergrund in diesem Bereich ist  $\approx 38\%$ .

Die Rekonstruktionverluste für zwei Spuren im Vorwärtsspektrometer betragen  $\approx 58\%$ , wenn die Triggerzähler

zwei Teilchen anzeigen. Diese Zahl ist sehr hoch, wenn man bedenkt, daß die Verluste bei den wohldefinierten einzelnen Spuren von elastisch gestreuten Protonen nur  $\approx 20\%$  betragen. Ein Teil der Verluste kommt jedoch durch die kompliziertere Spurerkennung bei Ereignissen höherer Multiplizität, durch Ereignisse mit zu vielen ausgelösten Drähten und durch leere Trigger, d.h. Trigger ohne Teilchendurchgang, zustande. Leere Trigger entstehen z.B. durch zufällige Koinzidenzen der Zähler oder durch Teilchen die im Spektrometer zerfallen bzw. wechselwirken. Bei der Korrektur dürfen die Verluste durch leere Trigger nicht berücksichtigt werden. Ihr genauer Wert ist schwer zu bestimmen. Sie dürften jedoch nicht mehr als  $20\%$  bei zwei geforderten Spuren betragen. Wir gelangen daher zu einem Korrekturfaktor von 2.2 mit einem geschätzten Fehler von  $\approx 14\%$ .

Aus der Impulsverteilung der Pionen vom Lambdazerfall und der Pionlebenszeit können die Verluste durch Pionzerfall im Flug abgeschätzt werden. Wir gehen davon aus, daß ein Pion, das vor den Magnetkammern zerfällt, nicht oder mit falschem Impuls rekonstruiert wird. Es zeigt sich, daß  $\approx 4\%$  der Lambdas durch Pionzerfall dem Nachweis entgehen.

Pion- und Protonabsorption wurde in [32] eingehend studiert. Da sich die Materie im Spektrometer S1b gegenüber dem Experiment R603 nur unwesentlich verändert hat, konnte der dort angegebene Verlust von  $\approx 7\%$  direkt übernommen werden.

In Tab.6 sind alle zusätzlichen Korrekturen zusammengestellt.

Tabelle 6  
Korrekturfaktoren für den  $\Lambda^0$ -Wirkungsquerschnitt

| <u>Korrektur für</u>                             | <u>Korrekturfaktor</u> |
|--------------------------------------------------|------------------------|
| nicht beobachtbare Zerfallskanäle:               | $1.56 \pm 0.01$        |
| Untergrund unter dem Lambdasignal:               | $0.62 \pm 0.05$        |
| Massenschnitt:                                   | $2.05 \pm 0.16$        |
| Schnitt auf CDA:                                 | $1.06 \pm 0.02$        |
| Rekonstruktionsverluste<br>(zwei Spuren in Sib): | $2.20 \pm 0.30$        |
| Pionzerfall:                                     | $1.04 \pm 0.01$        |
| Pion- und Protonabsorption:                      | $1.08 \pm 0.01$        |
| <u>Insgesamt:</u>                                | $5.19 \pm 0.93$        |

### 8.3 RESULTATE UND DISKUSSION

Der lorentzinvariante Wirkungsquerschnitt für die Lambda-produktion kann nun als Funktion der Feynmanschen Scalingvariablen  $x$  und des Transversalimpulses  $p_t$  mit Gleichung (6.10) bestimmt werden. Die  $p_t$ -Abhängigkeit des invarianten Wirkungsquerschnitts bei verschiedenen  $x$ -Werten ist in Abb.33 gegeben. Die Daten lassen sich im Bereich  $0.0 \leq p_t [\text{GeV}/c] \leq 1.3$  gut durch den Ansatz

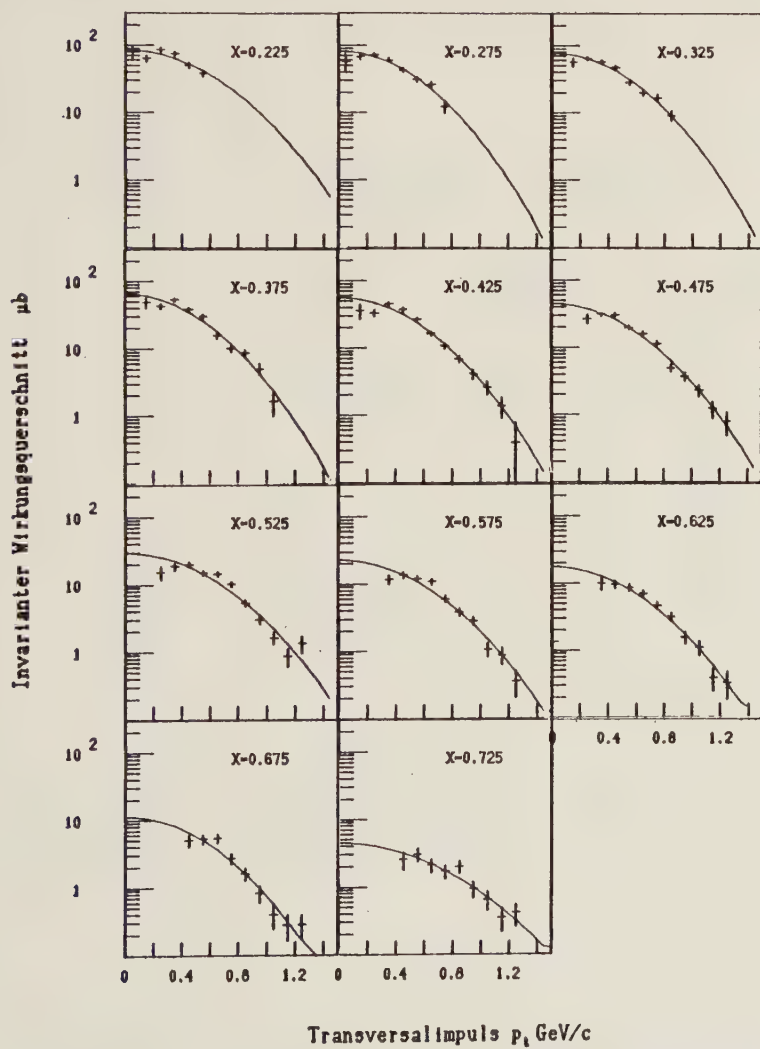
$$\frac{d\sigma}{dx dp_t^2} = a \cdot \exp(-b p_t^2) \quad (8.4)$$

parametrisieren. Die Resultate der Parametrisierung sind in Tab.7 zusammengestellt und in Abb.33 den Meßpunkten überlagert. Der Mittelwert des Parameters  $b$  im Bereich  $0.20 \leq x \leq 0.75$  ergibt sich in guter Uebereinstimmung mit inklusiven Messungen (siehe Abb.34) zu:

$$b = 2.61 \pm 0.39 (\text{GeV}/c)^{-2} \quad (8.5)$$

Abbildung 33

Invarianter Wirkungsquerschnitt für die  $\Lambda^0$ -Produktion



Wir sehen jedoch keinen Anstieg des Parameters  $b$  bei kleinem  $p_t$ , wie er in einigen inklusiven Messungen [z.B. 47,45] gefunden wurde. Für diese Messungen ist (8.5) auch nicht die beste Parametrisierung. Eine  $\exp(-bp_t)$  Abhängigkeit, wie sie von [39] beobachtet wurde, ist mit unseren Daten nicht vereinbar.

Tabelle 7

Resultate der  $a \cdot \exp(-bp_t^2)$  Parametrisierung des invarianten  $\Lambda^0$ -Wirkungsquerschnitts

| $x$   | $a$<br>$\mu b \cdot (\text{GeV}/c)^{-2}$ | $\Delta a$ | $b$<br>$(\text{GeV}/c)^{-2}$ | $\Delta b$ | $\chi^2$ | FG |
|-------|------------------------------------------|------------|------------------------------|------------|----------|----|
| 0.225 | 87.05                                    | 5.39       | 2.38                         | 0.40       | 16.81    | 4  |
| 0.275 | 83.13                                    | 4.28       | 3.04                         | 0.23       | 9.06     | 6  |
| 0.325 | 78.72                                    | 3.68       | 2.98                         | 0.17       | 14.80    | 6  |
| 0.375 | 65.15                                    | 2.89       | 3.01                         | 0.13       | 37.39    | 8  |
| 0.425 | 56.17                                    | 2.57       | 2.82                         | 0.11       | 33.69    | 10 |
| 0.475 | 45.15                                    | 2.26       | 2.68                         | 0.10       | 26.69    | 9  |
| 0.525 | 30.14                                    | 1.73       | 2.37                         | 0.10       | 44.03    | 9  |
| 0.575 | 22.88                                    | 1.64       | 2.47                         | 0.12       | 23.75    | 8  |
| 0.625 | 17.65                                    | 1.59       | 2.57                         | 0.15       | 8.39     | 8  |
| 0.675 | 11.49                                    | 1.52       | 2.72                         | 0.21       | 12.02    | 7  |
| 0.725 | 4.49                                     | .78        | 1.69                         | 0.23       | 5.62     | 7  |

Die  $x$ -Abhängigkeit der Lambdaproduktion nach der Korrektur für den nicht beobachteten  $p_t$ -Bereich mittels (8.4) und (8.5) ist in Abb.35 gezeigt. Die Meßwerte werden gut durch die Potenzfunktion

$$\frac{d\sigma}{dx} \sim (1-x)^n \quad (8.6)$$

beschrieben (Abb.35). Den Exponenten ermitteln wir zu:

$$n = 3.4 \pm 0.1 \quad (8.7)$$

Abbildung 34  
Parameter  $b$  in  $\exp(-b p_{\perp}^2)$  in inklusiven Messungen und unseren Daten

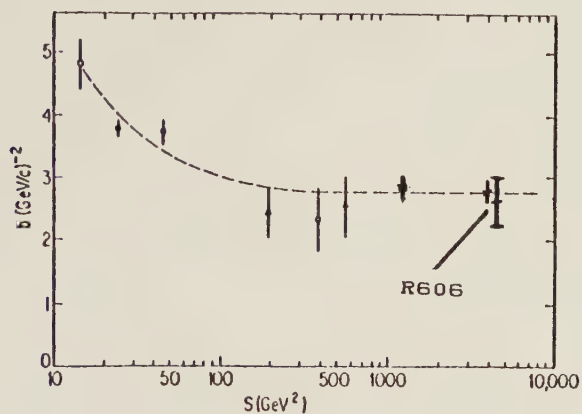
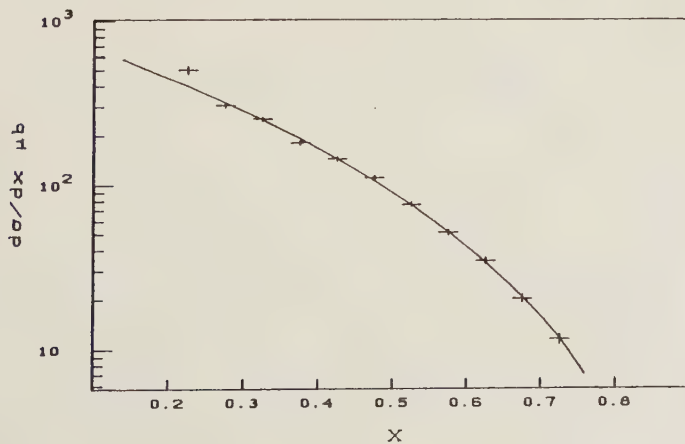


Abbildung 35  
 $x$ -Abhängigkeit der  $\Lambda^0$ -Produktion



In unseren Daten fällt  $d\sigma/dx$  sehr viel steiler ab als in inklusiven Messungen, die Exponenten  $n=1.0-1.5$  liefern [z.B. 39,45,48]. Auf den ersten Blick wäre man versucht, den steilen Abfall des  $\Lambda^0$ -Wirkungsquerschnitts mit  $x$  im Rahmen der sogenannten 'Spectator Counting Rules' (SCR) [50] zu interpretieren. Diese Theorien sagen für diffraktive Prozesse, die im Rahmen der Quanten Chromodynamik durch Gluon-austausch beschrieben werden, einen Exponenten  $n=3$ , für Quark austausch dagegen  $n=1$  voraus. Die Vorhersage stünde sowohl mit unseren, als auch den inklusiven Messungen in Einklang. Eine genauere Betrachtung unserer Daten liefert jedoch eine andere Erklärung für den steilen Abfall des  $\Lambda^0$ -Wirkungsquerschnitts.

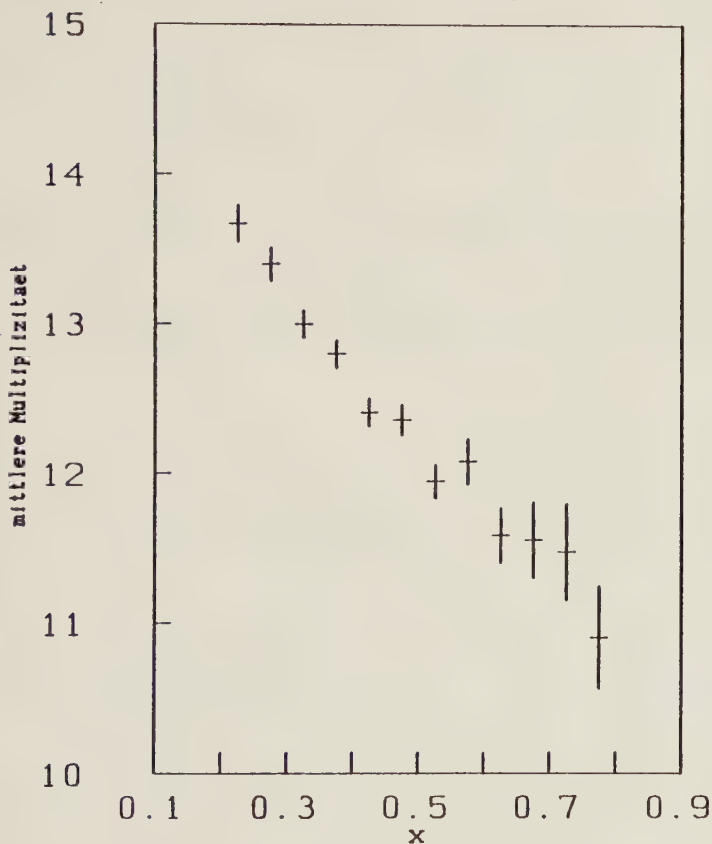
Abb.36 zeigt die mittlere Multiplizität der Lambda-Ereignisse als Funktion von  $x$ . Ein klares Absinken der Multiplizität mit wachsendem  $x$  ist erkennbar. Da der Trigger Ereignisse mit kleiner Multiplizität unterdrückt, sinkt die Wahrscheinlichkeit auf Lambdas mit hohem  $x$  zu triggern. Der schnelle Abfall von  $d\sigma/dx$  ist also zumindest teilweise eine Folge des Bias, der durch den Multiplizitätstrigger in unsere Messung eingeführt wird. Wenn wir diese Tatsache berücksichtigen, steht unsere Messung nicht länger in Einklang mit den Vorhersagen der SCR.

Ebenfalls im Widerspruch zu den SCR steht ein anderes vor kurzem an den ISR durchgeführtes Experiment [49]. Dabei wurden Prozesse  $p+p \rightarrow \pi_1+\pi_2+X$  studiert, bei denen jedes der beiden einlaufenden Protonen in ein schnelles Pion und irgendwelche zusätzliche Teilchen fragmentiert. Es konnte keinerlei Korrelation zwischen den beiden Pionen festgestellt werden, was mit den SCR nur vereinbar ist, wenn man Gluon austausch als Produktionsmechanismus annimmt. Im Widerspruch dazu steht, daß die  $x$ -Abhängigkeit der meisten inklusiven Einteilchenspektren mit den SCR nur erklärt werden kann, wenn man von der Quark austauschhypothese ausgeht.

Um die Lambda-Produktion in unseren Daten besser mit den inklusiven Messungen vergleichen zu können, gehen wir

Abbildung 36

x-Abhängigkeit der mittleren Multiplizität der  $\Lambda^0$ -Ereignisse



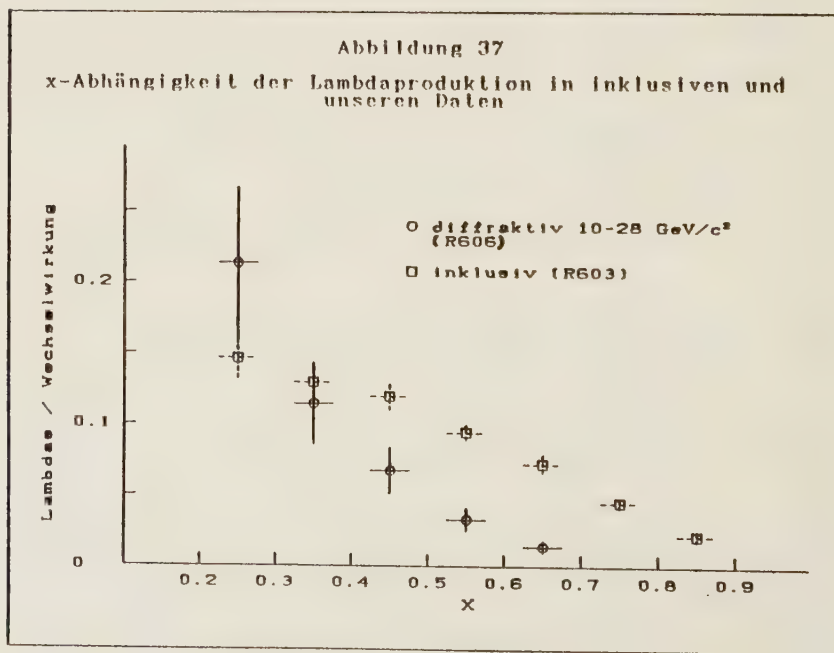
folgendermaßen vor. Wir normalisieren unsere  $\Lambda^0$ -Messung mit  $\sigma_d$  aus Gleichung (7.2), dem mit unserem Trigger erfaßten Wirkungsquerschnitt, und die inklusive  $\Lambda^0$ -Messung mit dem totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{ie}$ . Wir verwenden die inklusiven  $\Lambda^0$ -Resultate von [32], die bei der gleichen Schwerpunktsenergie wie unsere Daten gemessen wurden. Für den Vergleich führen wir die  $p_t$ -Extrapolation unserer

Messung wie in [32] mit  $\exp(-7.0 \cdot p_{t^2})$  für  $p_{t^2} < 0.2$  durch, obwohl wir diesen Anstieg in unseren Daten nicht beobachten. Wir finden:

$$\frac{1}{\sigma_d} \cdot \sigma_d(\Lambda^0; x > 0.2) = 0.041 \pm 0.013$$

$$\frac{1}{\sigma_{tc}} \cdot \sigma_{tc}(\Lambda^0; x > 0.2) = 0.062 \pm 0.009$$
(8.8)

Abb.37 zeigt die x-Abhängigkeit der normalisierten Wirkungsquerschnitte (8.8). Verglichen mit der inklusiven Messung beobachten wir bei großem Feynman x erheblich weniger und bei kleinem x dagegen eher mehr Lambdaproduktion pro Wechselwirkung.



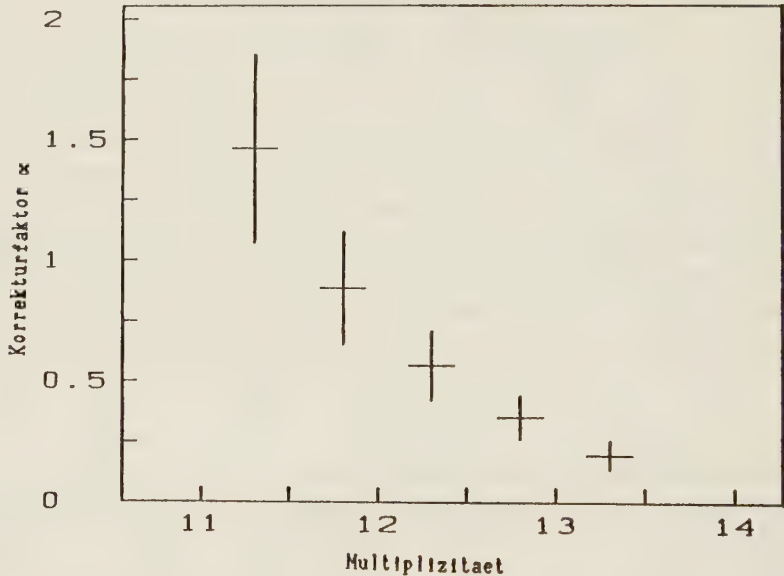
Unsere Messung erlaubt es nicht zu entscheiden, ob der Unterschied zwischen der inklusiven  $\Lambda^0$ -Produktion und

unserem Ergebnis (Abb.37) allein auf den Triggerbias in unseren Daten zurückzuführen ist oder aber teilweise auch physikalischen Ursprung hat. Zwei Beobachtungen deuten jedoch darauf hin, daß die Abweichung ausschließlich eine Folge des Triggerbias ist. Zum einen stimmt unsere Messung mit der inklusiven gerade für das Feynman  $x$  gut überein, bei dem unsere  $\Lambda^0$ -Ereignisse dieselbe mittlere Multiplizität haben wie alle triggernden Ereignisse. Zum anderen legt die fehlende Korrelation zwischen den Pionen im gerade diskutierten Experiment [49] die Vermutung nahe, daß die  $\Lambda^0$ -Produktion nicht mit dem diffraktiven Proton korreliert ist. Wir gehen daher von der Annahme aus, daß der Unterschied in der  $\Lambda^0$ -Produktion zwischen unseren und den inklusiven Daten allein eine Folge des Triggerbias ist.

Unter dieser Voraussetzung können wir eine multiplizitätsabhängige Korrektur der Triggerwahrscheinlichkeit  $\epsilon_t$  ableiten. Für jeden  $x$ -Wert ist der Korrekturfaktor durch das Verhältnis zwischen der inklusiven und unserer Messung in Abb.37 gegeben. Die zu jedem  $x$ -Wert gehörige mittlere Multiplizität kann aus Abb.36 entnommen werden. Der so bestimmte Korrekturfaktor  $\alpha(m)$  ist in Abb.38 dargestellt.

Abb.38 entnehmen wir, daß sich die Triggerwahrscheinlichkeit ca. um einen Faktor 2.5 erhöht, wenn die mittlere Multiplizität der Ereignisse um ein Teilchen ansteigt. Der Faktor gibt die Größe der Veränderung der Triggerwahrscheinlichkeit bei einer relativen Verschiebung der Multiplizitätsverteilung der Ereignisse und der Multiplizitätsschwelle des Triggers an. Ob die Größe des Faktors vernünftig ist, kann anhand des Zusammenhangs zwischen der Triggerrate und der geforderten Multiplizität untersucht werden, denn auch dabei studiert man die Auswirkungen einer relativen Verschiebung von Multiplizitätsschwelle und Multiplizitätsverteilung. Wenn die Veränderung der Triggerrate nur von der Größe der relativen Verschiebung zwischen Schwelle und Verteilung und nicht dagegen von der Ausgangslage der beiden zueinander abhängt, dann sollten die Varia-

Abbildung 38

Multiplizitätskorrektur für die  
Triggerwahrscheinlichkeit

tion der Triggerwahrscheinlichkeit und der Triggerrate einander proportional sein. Da wir mit den Triggerzählern etwa 60-70% der Gesamtmultiplizität der Ereignisse erfassen und die Triggerwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Gesamtmultiplizität bestimmt wurde, erwarten wir, daß die Veränderung der Triggerwahrscheinlichkeit etwa 60-70% der Veränderung der Triggerrate ausmacht. In einer separaten Messung finden wir, daß die Triggerrate tatsächlich unabhängig von der gewählten Ausgangsmultiplizität zunimmt. Sie wächst auf etwa das 2.5-fache, wenn im Lampshade oder im Vorwärtsspektrometer ein Teilchen weniger verlangt wird. Der bei der Triggerwahrscheinlichkeit gefundene Faktor 2.5 steht innerhalb der Fehlergrenzen mit dieser Beobachtung in Einklang. Das bestätigt die Richtigkeit unserer Multiplizitätskorrektur für die Triggerwahrscheinlichkeit.

Damit haben wir auch einen weiteren Hinweis darauf gefunden, daß die  $x$ -Abhängigkeit der diffraktiven  $A^0$ -Produktion nicht von der der inklusiven abweicht.

## Kapitel 9

### SIGNAL DES CHARMANTEN BARYONS $\Lambda_c^+$ IM $(K-p\pi^+)$ -KANAL UND WIRKUNGSQUERSCHNITT

#### 9.1 ANALYSE DES $(K-p\pi^+)$ -MASSENSPEKTRUMS

Da das Studium des  $(K-p\pi^+)$ -Spektrums Kernstück einer anderen Dissertation [40] ist, fassen wir hier nur kurz das Wichtigste zusammen.

Alle Daten für die Analyse des  $(K-p\pi^+)$ -Massenspektrums sind auf einem K<sup>-</sup>-PST gespeichert. Dieses Band enthält alle Ereignisse in denen:

1. eine positive Spur mit Impuls  $p > 11 \text{ GeV/c}$  im diffraktiven Spektrometer
2.  $\geq 2$  Spuren im Lampshade
3.  $\geq 2$  Spuren im Vorwärtsspektrometer

rekonstruiert werden können und zusätzlich

4. ein K<sup>-</sup>-Kandidat mit Impuls  $p > 4.5 \text{ GeV/c}$

gefunden wird.

Abb.39b zeigt das  $(K-p\pi^+)$ -Spektrum, das man bei Anwendung der folgenden Auswahlkriterien erhält:

1. K<sup>-</sup>: negative Spur im Vorwärtsspektrometer mit Impuls  $4.5 < p < 12 \text{ GeV/c}$ ;  
kein Cerencovsignal in der durchquerten Zelle
2. p: positive Spur im Vorwärtsspektrometer mit Impuls  $p > 4.5 \text{ GeV/c}$ ;  
kein Cerencovsignal in der durchquerten Zelle
3.  $\pi^+$ : positive Spur in Vorwärtsspektrometer oder Lampshade;  
Lampshade: kein Cerencovsignal  
Vorwärtsspektrometer, Impuls  $p < 3 \text{ GeV/c}$ : kein Cerencovsignal oder zusätzliches Teilchen mit Impuls  $p > 3 \text{ GeV/c}$  in gleicher Zelle;

### Vorwärtsspektrometer, Impuls $p > 3 \text{ GeV/c}$ :

#### Cerencovsignal

4. 'guter Vertex' für das  $(K-p\pi^+)$ -System mit dem Proton in S2. Ein guter Vertex liegt vor, wenn der mittlere Abstand der vier Spuren vom Vertexpunkt kleiner als 15mm ist.

Die Impulsschwelle für  $K^-$  und Protonidentifikation wird mit  $4.5 \text{ GeV/c}$  weit über die Pionschwelle von  $2.6 \text{ GeV/c}$  angehoben, um eine wirkungsvolle Unterdrückung des Pionuntergrunds zu erreichen. Die obere Schwelle für die  $K^-$ -Identifikation konnte, da der Antiprotonuntergrund relativ klein ist, mit  $12 \text{ GeV/c}$  sicher über die Kaonschwelle von  $9.3 \text{ GeV/c}$  gelegt werden. Die Cerencovschnitte für das Pion entfernen hauptsächlich den Elektronuntergrund. Im Vorwärtsspektrometer unterdrücken sie zusätzlich den Untergrund schwerer Teilchen. Die Forderung nach einem guten Vertex stellt sicher, daß die Teilchen des  $(K-p\pi^+)$ -Systems tatsächlich von einer einzigen Wechselwirkung herrühren.

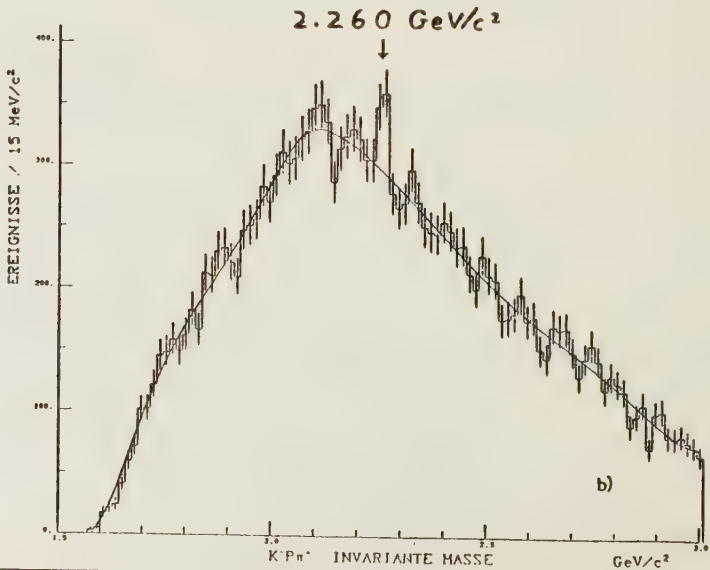
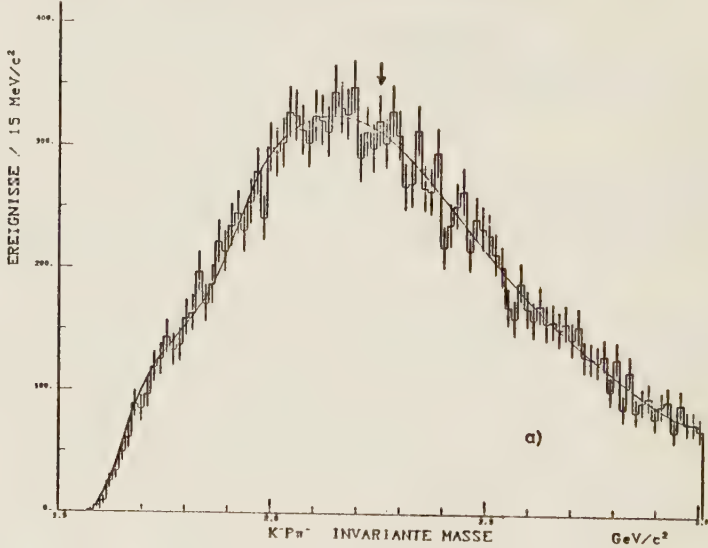
Das Spektrum in Abb.39b zeigt ein Signal in den beiden  $15 \text{ MeV/c}^2$  Bins um  $2260 \text{ MeV/c}^2$ . Sie enthalten 707 Ereignisse bei einem geschätzten Untergrund von 591. Das bedeutet ein Signal von 116 Ereignissen mit einer statistischen Signifikanz von 4.8 Standardabweichungen. Der Untergrund wird mit Hilfe des in Abb.39b gezeichneten Polynoms abgeschätzt, das an das Spektrum unter Aussparung des Signalbereichs angepaßt wird.

Die Tatsache, daß  $S=-1$  Baryonen im gleichen Massenbereich eine natürliche Weite  $\Gamma > 100 \text{ MeV/c}^2$  [38] haben, legt die Interpretation der Struktur als das charmante Baryon  $\Lambda_c^+$  nahe. Dieses Teilchen wurde bei schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung schon früher beobachtet [15,52-55]. Gleichzeitig mit uns [41] berichteten zwei andere ISR-Experimente über  $\Lambda_c^+$ -Produktion bei starker Wechselwirkung [56,57]. Etwas später wurde das Teilchen auch bei  $(e^+,e^-)$ -Kollisionen beobachtet [58].

Abbildung 39

Invariante Masse der  $(p, K^-, \pi^-)$ -Kombinationen

Die eingezeichneten Kurven sind das Ergebnis einer Anpassung der Spektren durch ein Polynom.



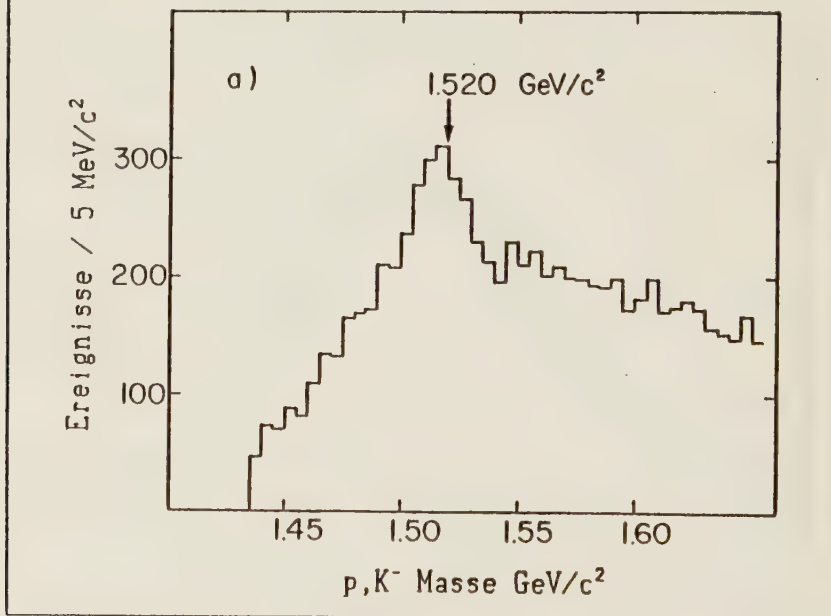
Um die  $\Lambda_c^+$ -Hypothese zu überprüfen, untersuchen wir auch das  $(K-p\pi^-)$ -Spektrum (Abb.39a). Es zeigt keine Struktur im Bereich der  $\Lambda_c$ -Masse in Übereinstimmung mit der Tatsache, daß das  $\Lambda_c^+$  ein Isospinsingulett ist. Positive Baryonen mit Seltsamkeit gehören dagegen zu Isospintripletts. Ein negativ geladener Zustand gleicher Masse würde ebenfalls existieren. Das Fehlen eines Signals im  $(K-p\pi^-)$ -Spektrum kann jedoch nicht als Beweis für die Charmhypothese gelten, da wir beim  $\Sigma(1385)$  ein weit stärkeres Signal im positiven als im negativen Kanal beobachten (siehe Abb.50 und 51).

Um sicherzustellen, daß die Struktur in Abb.39b tatsächlich vom Zerfall eines Teilchens herrührt, werden eine Reihe von Tests durchgeführt. Es kann verifiziert werden, daß sie weder durch Akzeptanzprobleme noch durch Mißidentifikation von Spuren verursacht wird.

Eine wichtige Frage ist, ob die Weite des Signals ( $\sigma=13.5$  MeV/c<sup>2</sup>), mit der Massenauflösung unseres Spektrometers vereinbar ist. Die Weite des  $\Lambda_c^+$  reflektiert ja wegen seiner langen mittleren Lebenszeit von  $\tau=10^{-12}$ - $10^{-13}$  sec [42] direkt die Auflösung des Spektrometers. Es ist daher interessant die Massenauflösung für andere Teilchen zu untersuchen.

Im  $(p,K^-)$ -Spektrum etwa beobachten wir ein  $\Lambda(1520)$  (Abb.40). Da das  $\Lambda(1520)$  eine nicht vernachlässigbare natürliche Weite von  $\sigma=7$  MeV/c<sup>2</sup> [38] hat, ist das Signal die Konvolution aus einer Breit-Wigner und einer Gaußverteilung, d.h. ein Voigtprofil. Die Weite des Voigtprofiles ergibt sich aus Abb.40 zu  $\sigma=10.5$  MeV/c<sup>2</sup>. Eine Tabelle in [59] gibt den Zusammenhang zwischen den Weiten von Voigtprofilen einerseits und denen der zugrunde liegenden Breit-Wigner und Gaußverteilungen andererseits. Mit dieser Tabelle finden wir für die Weite der Gaußverteilung, d.h. für die Massenauflösung beim  $\Lambda(1520)$ :  $\sigma=6.5$  MeV/c<sup>2</sup>. Eine direkte Messung der Auflösung für ein Dreiteilchensystem liefert das  $\Xi^-(1321)$ , das wir im  $(\Lambda\pi^-)$ -Spektrum (Abb.41) beobachten. Da das  $\Xi^-$  eine verschwindende natürliche Weite hat, liest man die Auflösung von  $\sigma\approx 13$  MeV/c<sup>2</sup> direkt aus Abb.41 ab.

Abbildung 40  
Invariante Masse der (p,K<sup>-</sup>)-Kombinationen

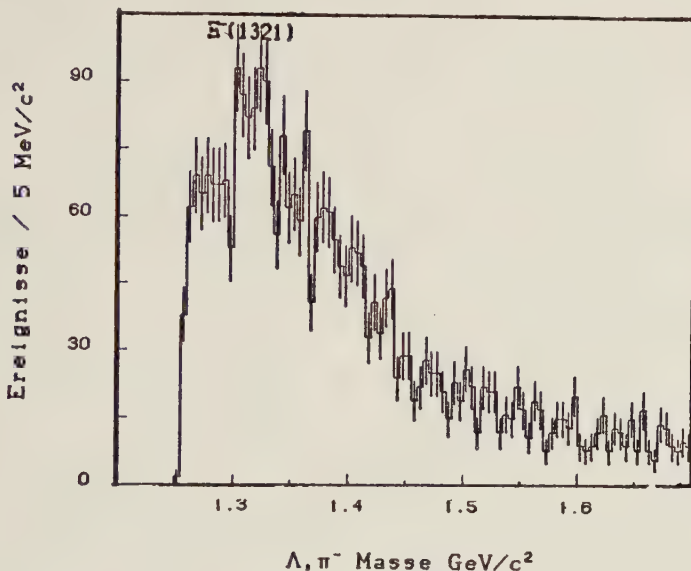


Die bei den beiden Teilchen ermittelte Massenauflösung, läßt die Weite des  $\Lambda_c^+$ -Signals durchaus korrekt erscheinen. Eine systematisch Untersuchung der Massenauflösung mit einer Monte Carlo Rechnung [40] ergibt ebenfalls, daß die Weite unseres  $\Lambda_c^+$ -Signals dem entspricht, was man für ein stabiles Teilchen erwarten würde.

Die Masse des  $\Lambda_c^+$  ergibt sich unter Berücksichtigung der Fehler in der Impulsmessung:

$$M(\Lambda_c^+) = 2262 \pm 10 \text{ MeV}/c^2. \quad (9.1)$$

Abbildung 41  
Invariante Masse der  $(\Lambda, \pi^-)$ -Kombinationen



## 9.2 BESTIMMUNG DES WIRKUNGSQUERSCHNITTS

### 9.2.1 Korrektur für geometrische Akzeptanz

Für die geometrische Akzeptanz korrigieren wir beim  $\Lambda_c^+$  wieder mit einer Monte Carlo Rechnung. Da wir ganz ähnlich wie beim  $\Lambda^0$  vorgehen, können wir uns kurz fassen.

Für den Zerfall,  $\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p \pi^+$ , nehmen wir die Kinematik des lorentzinvarianten Phasenraumes an. Insgesamt werden 10000 Zerfälle im Ruhesystem des  $\Lambda_c^+$  mit dem Programm 'GENBOD' der CERN Programmbibliothek [43,44] erzeugt. Der Zerfallsvertex wird in einen zufälligen Punkt des Diamanten gelegt. Für 11 äquidistante  $x$ -Werte im Intervall  $0.40 \leq x \leq 0.95$  und jeweils 15 äquidistante  $p_t$ -Werte im Intervall  $0.0 \leq p_t [\text{GeV}/c] \leq 1.5$  des  $\Lambda_c^+$  werden die Impulsvektoren der Zerfallsprodukte ins Laborsystem transformiert. Für die

Spuren prüfen wir dann, ob sie innerhalb der geometrischen Akzeptanz des Spektrometers S1 liegen. Wie bei der Analyse der Daten wird bei Proton und K<sup>-</sup>-Meson ein Mindestimpuls von 4.5 GeV/c verlangt und nur der Nachweis in S1b erlaubt. Der Impuls für das Pion in S1b muß wie im Rekonstruktionsprogramm wenigstens 0.8 GeV/c betragen.

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts mit Gleichung (6.10) müssen wir die Anzahl der Ereignisse, die den Trigger auslösen und ein (K-p $\pi^+$ )-System vom A<sub>c</sub><sup>+</sup>-Zerfall im Endzustand haben, bestimmen. Dabei sind sieben Triggerkategorien zu unterscheiden. Sie sind durch die Anzahl der A<sub>c</sub><sup>+</sup>-Zerfallsprodukte definiert, die die Triggerzähler in S1a und S1b treffen müssen, um die Triggerbedingung T<sub>1</sub>•T<sub>2</sub> aufrechtzuerhalten. Die Gewichtungsfaktoren der A<sub>c</sub><sup>+</sup>-Ereignisse verschiedener Triggerkategorien sind durch das Verhältnis der erzeugten und triggernden zu den akzeptierten Monte Carlo Ereignissen gegeben. Die Definition der Triggerkategorien und wie sich die A<sub>c</sub><sup>+</sup>-Ereignisse unter ihnen aufteilen ist in Tab.8(a) zusammengestellt. Auch die zugehörigen mittleren Gewichtungsfaktoren sind angegeben. Nur A<sub>c</sub><sup>+</sup>-Ereignisse, nicht dagegen andere Trigger, lassen sich in die Kategorien von Tab.8(a) einordnen. Es ist daher nicht möglich den Wirkungsquerschnitt für die Ereignisse einzelner Kategorien zu berechnen. Er kann nur für alle Kategorien auf einmal bestimmt werden. Die Ereignisse in den Kategorien mit hohen Gewichten können also nicht unterdrückt werden.

Ereignis für Ereignis wird nun mit den im Monte Carlo ermittelten Gewichtstabellen die Akzeptanzkorrektur durchgeführt. Jedem A<sub>c</sub><sup>+</sup>-Kandidaten kann entsprechend seinem x- und p<sub>t</sub>-Wert sowie der Information der Koinzidenzeinheiten über die Anzahl der Treffer in den Triggerzählern das richtige Gewicht zugeordnet werden. Da sich Untergrund und Signal beim A<sub>c</sub><sup>+</sup> nicht Ereignis für Ereignis trennen lassen, müssen wir annehmen, daß die (x,p<sub>t</sub>)-Verteilung des Untergrunds der des Signals ähnelt. In Tab.8(b) sind die über

die Triggerkategorien und die in den Daten beobachtete  $p_t$ -Verteilung gemittelten Gewichtungsfaktoren in Abhängigkeit von der Feynmanvariablen  $x$  gegeben.

Tabelle 8

Akzeptanzkorrektur für die Reaktion  $\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p \pi^+$

(a) Triggerkategorien

| Trigger-<br>kategorien | erforderliche<br>Spuren<br>FS | LS | Bruchteil<br>der $\Lambda_c^+$ | mittleres<br>Gewicht |
|------------------------|-------------------------------|----|--------------------------------|----------------------|
| 1                      | 0                             | 0  | 0.067                          | 48.7                 |
| 2                      | 1                             | 0  | 0.156                          | 26.4                 |
| 3                      | 2                             | 0  | 0.255                          | 7.5                  |
| 4                      | 3                             | 0  | 0.005                          | 2.7                  |
| 5                      | 0                             | 1  | 0.065                          | 7.0                  |
| 6                      | 1                             | 1  | 0.164                          | 4.5                  |
| 7                      | 2                             | 1  | 0.288                          | 1.3                  |

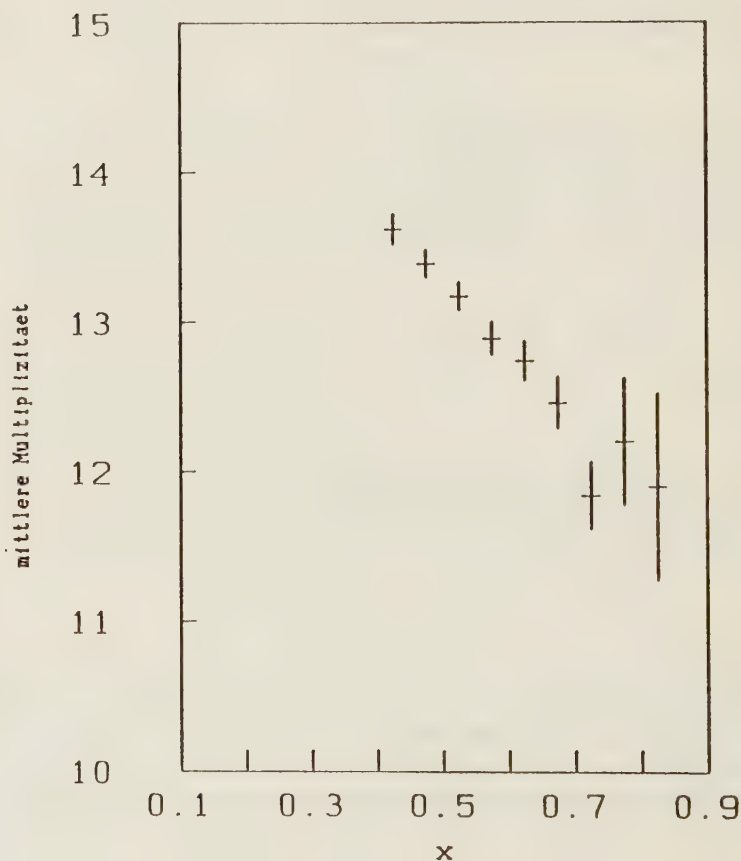
(b)  $x$ -Abhängigkeit der Akzeptanzkorrektur  $\beta$  (gemittelt über die Triggerkategorien und die in den Daten beobachtete  $p_t$  Verteilung)

|         |      |      |      |      |      |      |      |      |
|---------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $x$     | 0.40 | 0.45 | 0.50 | 0.55 | 0.60 | 0.65 | 0.70 | 0.75 |
| $\beta$ | 14.9 | 11.4 | 9.2  | 7.3  | 6.7  | 6.1  | 5.3  | 4.1  |

Nun korrigieren wir noch für die Multiplizitätsabhängigkeit der Triggerwahrscheinlichkeit. In Abb.42 ist die mittlere Multiplizität der  $\Lambda_c^+$ -Ereignisse als Funktion ihres Feynman  $x$  gezeichnet. Mit Abb.42 und dem Faktor aus Abb.38 bestimmen wir die Korrektur für jedes  $x$ -Intervall.

Abbildung 42

$x$ -Abhängigkeit der mittleren Multiplizität der  $\Lambda_c^+$ -Ereignisse



### 9.2.2 Andere Korrekturen

Bevor wir den Wirkungsquerschnitt für das  $\Lambda_c^+$  ausrechnen können, müssen noch eine Reihe weiterer Korrekturen berücksichtigt werden.

Die Abschätzung der Verluste durch Teilchenabsorption in den Spektrometern sowie  $K^-$ - und  $\pi^+$ -Zerfall im Flug werden

Tabelle 9

Korrekturfaktoren für den  $\Lambda_c^+$ -Wirkungsquerschnitt

| <u>Korrektur für</u>                            | <u>Korrekturfaktor</u> |
|-------------------------------------------------|------------------------|
| Cerencovidentifikation:                         | $1.23 \pm 0.11$        |
| Untergrund unter dem $(\Lambda_c^+)$ -Signal:   | $0.16 \pm 0.02$        |
| Massenschnitt:                                  | $1.37 \pm 0.10$        |
| Schnitt auf CDA:                                | $1.20 \pm 0.09$        |
| Rekonstruktionsverluste<br>(drei Spuren in Si): | $3.40 \pm 0.60$        |
| Kaon- und Pionzerfall:                          | $1.37 \pm 0.08$        |
| Kaon-, Pion- und Protonabsorption:              | $1.11 \pm 0.02$        |
| <hr/>                                           |                        |
| <u>Insgesamt:</u>                               | $1.67 \pm 0.44$        |

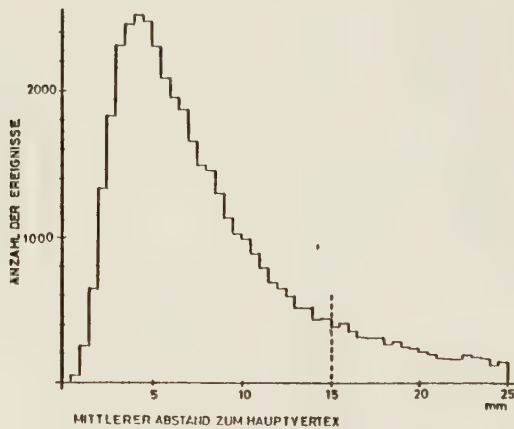
wie beim Lambda (Kapitel 8.2.2) bestimmt. Die Verluste durch den Schnitt auf den Vertex können aus der Verteilung in Abb.43 zu  $\approx 17\%$  abgeschätzt werden.

Wenden wir uns nun den Fehlidentifikationen in den Cerenkovzählern zu. Sie lassen sich, zumindest in SiB, mit Hilfe des Lambdasignals messen. Wir vergleichen dazu die Anzahl der Lambdas mit Protonimpuls  $p > 4.5 \text{ GeV}/c$ , die wir mit und ohne Cerencovidentifikation des Protons rekonstruieren können. Durch die Identifikation des Protons verlieren wir  $\approx 8.5\%$  der Lambdas. Da die Identifikation des  $K^-$ -Mesons nach den gleichen Kriterien erfolgt wie die des Protons und die Verluste durch die Pionidentifikation auf  $\approx 1.5\%$  geschätzt werden [30], ergibt sich ein Gesamtverlust durch die Cerencovidentifikation von  $\approx 18.5\%$ .

Es bleiben noch die Verluste bei der Spurrekonstruktion zu untersuchen. Hier gilt sinngemäß, was bereits beim  $\Lambda^0$  gesagt wurde. Es muß jedoch noch ein weiterer Gesichtspunkt beachtet werden. Der in Tab.9 angegebene Korrekturfaktor berücksichtigt nur die Rekonstruktionsverluste der drei

Abbildung 43

Mittlerer Abstand der Spuren der  
( $p, K^-, \pi^+$ )-Kombinationen vom Wechselwirkungsvertex

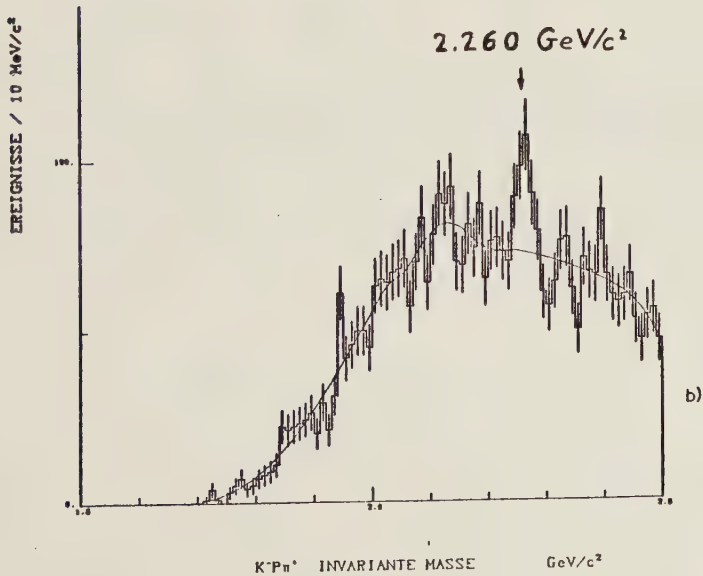
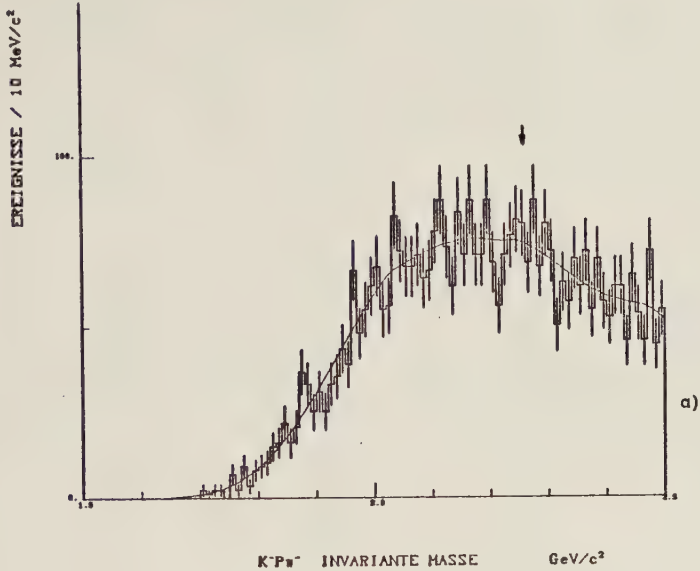


Teilchen des  $\Lambda_c^+$ -Zerfalls. Beim Schreiben der  $K^-$ -PST's werden aber stets vier, anstelle der drei erforderlichen Spuren in St verlangt. Die Verluste bei der Rekonstruktion der zusätzliche Spur werden nicht berücksichtigt, da sich zeigt, daß das  $\Lambda_c^+$  hauptsächlich in Ereignissen mit besonders hoher Multiplizität gefunden wird [40]. Abb.44b zeigt, daß das  $\Lambda_c^+$ -Signal deutlich signifikanter wird, wenn nur Ereignisse mit mindestens je drei rekonstruierten Spuren in Lampshade und Vorwärtsspektrometer verwendet werden. Wir gehen also davon aus, daß durch die Rekonstruktion der vierten Spur kein nennenswerter  $\Lambda_c^+$ -Anteil verloren geht.

Sämtliche Korrekturen sind in Tab.9 zusammengestellt.

Abbildung 44

Invariante Masse der  $(p, K^-, \pi)$ -Kombinationen für  
Ereignisse mit 23 rekonstruierten Spuren in FS und LS



### 9.2.3 Resultate

Wir sind nun in der Lage den lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitt des  $\Lambda_c^+$  mit Gleichung (6.10) zu berechnen. Er ist in Abb.45 als Funktion von  $p_t$  für verschiedene  $x$ -Werte gezeichnet. Die Kurven in Abb.45 ergeben sich aus der Anpassung der Meßpunkte mit  $a \cdot \exp(-bp_t^2)$ , mit der auch wieder für nicht beobachtbare  $p_t$ -Bereiche korrigiert wird. Die Resultate der Anpassung sind in Tab.10 gegeben. Der Mittelwert des Parameters  $b$  ergibt sich zu:

$$b = 1.41 \pm 0.52 \text{ (GeV/c)}^{-2} \quad (9.2)$$

Durch Integration des invarianten Wirkungsquerschnitts über  $p_t$  erhalten wir  $d\sigma/dx$ , das in Abb.46 dargestellt ist.  $d\sigma/dx$  läßt sich mit  $(1-x)^n$  parametrisieren. Für den Exponenten ergibt sich:

$$n = 3.2 \pm 0.2 \quad (9.3)$$

Integration von  $d\sigma/dx$  für  $x \geq 0.4$  ergibt schließlich:

$$\sigma \cdot B = 3.1 \pm 1.3 \text{ } \mu\text{b} \quad (x \geq 0.4, 10 < M_x < 28 \text{ GeV/c}^2) \quad (9.4)$$

Dieses Resultat basiert implizit auf der Annahme, daß die Produktion des  $\Lambda_c^+$  mit der selben  $x$ -Abhängigkeit (9.4) erfolgt, die wir aus dem  $(K^-, p, \pi^+)$ -Spektrum für Signal und Untergrund gemeinsam ermitteln.

Abbildung 45

Invarianter Wirkungsquerschnitt für  $\Lambda_c^+$ -Produktion  
(multipliziert mit Verzweigungsverhältnis  $B(pK^-\pi^+)$ )

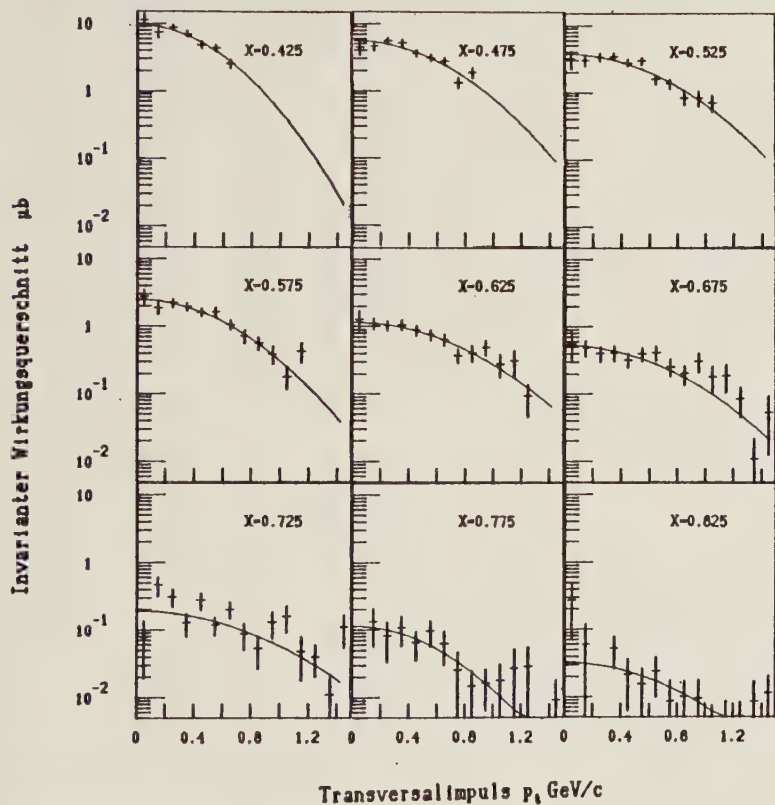


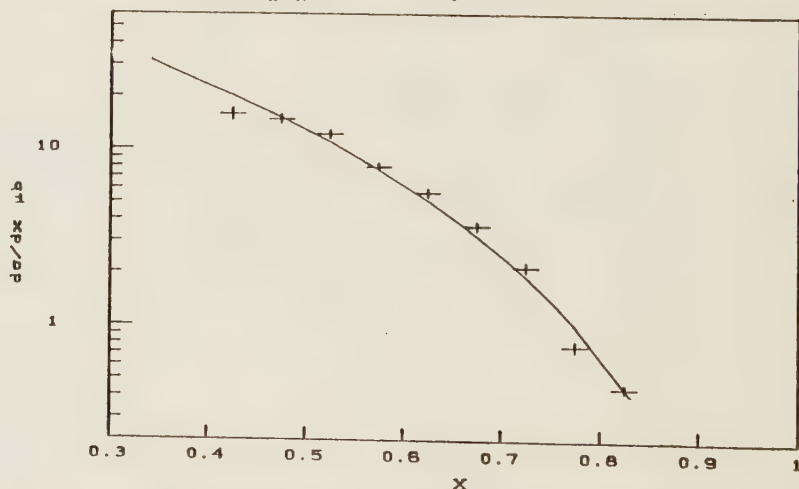
Tabelle 10

Resultate der  $a \cdot \exp(-bp_1^2)$  Parametrisierung des  
invarianten  $\Lambda_c^+$ -Wirkungsquerschnitts

| $x$   | $a$<br>$\mu\text{b} \cdot (\text{GeV}/c)^{-2}$ | $\Delta a$ | $b$<br>$(\text{GeV}/c)^{-2}$ | $\Delta b$ | $\chi^2$ | FG |
|-------|------------------------------------------------|------------|------------------------------|------------|----------|----|
| 0.425 | 9.74                                           | 0.75       | 2.93                         | 0.35       | 5.50     | 7  |
| 0.475 | 5.72                                           | 0.40       | 2.00                         | 0.22       | 14.22    | 9  |
| 0.525 | 3.83                                           | 0.26       | 1.74                         | 0.17       | 12.28    | 11 |
| 0.575 | 2.49                                           | 0.18       | 2.06                         | 0.17       | 9.61     | 12 |
| 0.625 | 1.48                                           | 0.10       | 1.44                         | 0.19       | 7.40     | 13 |
| 0.675 | 0.54                                           | 0.06       | 1.52                         | 0.18       | 16.72    | 15 |
| 0.725 | 0.19                                           | 0.03       | 1.18                         | 0.23       | 25.17    | 15 |
| 0.775 | 0.11                                           | 0.03       | 2.16                         | 0.57       | 5.44     | 14 |
| 0.825 | 0.03                                           | 0.01       | 1.51                         | 0.53       | 6.12     | 14 |

Abbildung 46

$x$ -Abhängigkeit der  $\Lambda_c^+$ -Produktion



## Kapitel 10

### SUCHE NACH DEM SIGNAL EINES CHARMANTEN BARYONS IM $(\Lambda\pi^+\pi^+)$ -KANAL UND OBERE GRENZE FÜR DEN WIRKUNGSQUERSCHNITT

In [41] berichten wir auch über ein  $\Lambda_c^+$ -Signal im  $(\Lambda 3\pi)$ -Kanal. Die statistische Signifikanz dieses Signals ist jedoch mit zwei bis drei Standardabweichungen gering. Die Weite  $\Gamma$  der Struktur ist  $\approx 30 \text{ MeV}/c^2$ , was nur unter optimistischen Annahmen über die Meßfehler in den Spektrometern mit der für den Zerfall zu erwartenden Massenauflösung vereinbar ist. Es ist noch anzumerken, daß die Struktur nur mit einem Satz von sehr drastischen Schnitten, die aus einem diffraktiven Produktionsmodell abgeleitet wurden, isoliert werden kann. Dieses Produktionsmodell wurde dann auch der Messung des Wirkungsquerschnitts zugrunde gelegt. Ein Vergleich des  $\sigma \cdot B$  für das  $\Lambda_c^+$  im  $(K^-, p, \pi^+)$ - und im  $(\Lambda 3\pi)$ -Kanal ist daher problematisch.

Wir beschreiben hier eine Suche nach dem  $\Lambda_c^+$  im  $(\Lambda 3\pi)$ -Kanal, die sich auf die Isolierung eines sauberen Lambdasignals konzentriert und auf drastische kinematische Schnitte verzichtet. Auf diesem Wege werden zwar mehrere bekannte Teilchen im  $(\Lambda\pi)$ -Kanal gefunden, ein  $\Lambda_c^+$ -Signal jedoch nicht. Aus einem mit einfachen Schnitten gewonnenen  $(\Lambda 3\pi)$ -Spektrum bestimmen wir die obere Grenze für das  $\sigma \cdot B$  des  $\Lambda_c^+$  im  $(\Lambda 3\pi)$ -Kanal. Da wir dabei genau wie im  $(K^-p\pi^+)$ -Kanal vorgehen, können wir das Resultat direkt mit dem im  $(K^-p\pi^+)$ -Kanal bestimmten  $\sigma \cdot B$  vergleichen.

#### 10.1 AUSWAHL DER LAMBDA S

Das Ziel der Lambdalauswahl ist es, die Lambdaverluste zu minimieren. Dazu ordnen wir jeder  $(p, \pi^-)$ -Kombination nach Prüfung einer Reihe von Kriterien eine Qualitätsstufe (LSTT) zu. Je höher die Qualitätsstufe ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Paar von einem Lambdazerfall herrührt. Tab.11 faßt die wichtigsten Eigenschaften der

Lambdasignale für die verschiedenen Qualitätsstufen zusammen und Abb.47 zeigt die zugehörigen  $(p, \pi^-)$ -Spektren. Ein Vergleich der  $(p, \pi^-)$ -Spektren der verschiedenen Qualitätsstufen mit den Spektren, die man allein durch Schnitte auf den Abstand zwischen Produktions- und Zerfallsvertex erhält, zeigt, daß erstere, bei gleichem Verhältnis von Signal zu Untergrund, bis zu 25% mehr Lambdas enthalten.

Tabelle 11

Eigenschaften der Lambdasignale der verschiedenen Qualitätsstufen LSTT

Sämtliche Zahlen beziehen sich auf den bei der PST-Selektion benutzten Massenschnitt (0.2).

| LSTT                        | Ereignisse<br>auf $\Lambda^0$ -DST | Geschätzt:<br>Untergrund | Signal | $\Lambda^0$ -Verluste<br>durch Schnitte |
|-----------------------------|------------------------------------|--------------------------|--------|-----------------------------------------|
| $\geq -1$<br>(kein Schnitt) | 47915                              | 80%                      | 9583   | 0%                                      |
| $\geq 0$                    | 23608                              | 62%                      | 8971   | 6%                                      |
| $\geq 1$                    | 14863                              | 53%                      | 6986   | 27%                                     |
| $\geq 2$                    | 9053                               | 36%                      | 5794   | 40%                                     |
| $\geq 3$                    | 6037                               | 29%                      | 4286   | 55%                                     |

Es gibt im Wesentlichen drei verschiedene Arten von Schnitten, die zu einer wirkungsvollen Unterdrückung des Untergrunds im Bereich der Lambdamasse führen. Dies sind Schnitte auf:

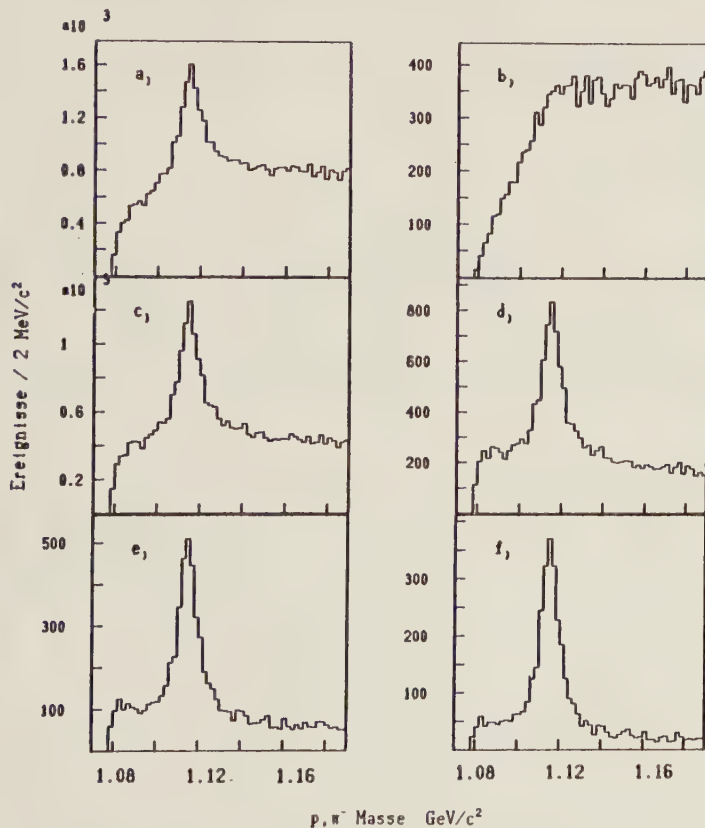
1. den Abstand des Zerfallsvertexes des Lambdas vom Diamanten
2. das Cerencovsignal des Protons
3. die Qualität der rekonstruierten Spuren

Die Schnitte auf den Abstand des Zerfallsvertexes zum Diamanten sind wirkungsvoller als Schnitte auf den Abstand zwischen Produktions- und Zerfallsvertex, da sie direkt auf den

Abbildung 47

Lambdasignale für die Qualitätsstufen LSTT

- a) Keine Schnitte
- b)  $(p, \pi^-)$ -Kombinationen die durch Qualitätsschnitte verworfen werden
- c)  $(p, \pi^-)$ -Kombinationen mit Qualitätsstufe  $LSTT \geq 0$
- d)  $(p, \pi^-)$ -Kombinationen mit Qualitätsstufe  $LSTT \geq 1$
- e)  $(p, \pi^-)$ -Kombinationen mit Qualitätsstufe  $LSTT \geq 2$
- f)  $(p, \pi^-)$ -Kombinationen mit Qualitätsstufe  $LSTT \geq 3$

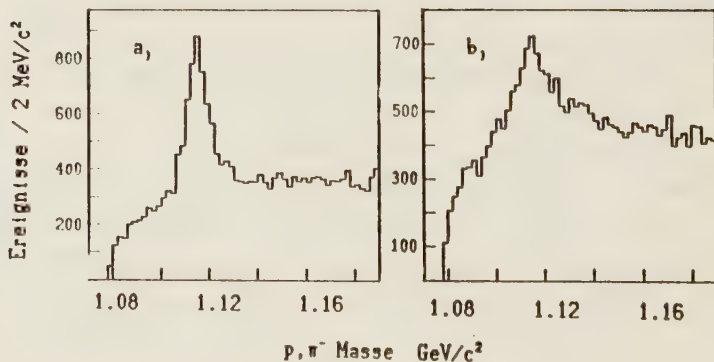


im Diamanten konzentrierten Untergrund abzielen. Große Fehler bei der Messung der Lage des Zerfallsvertexes, sie können bis zu  $\pm 500$  mm betragen, stellen ein Problem dar. Die Situation wird jedoch dadurch verbessert, daß dieser Fehler nur bei den kleinsten Öffnungswinkel so extrem hohe Werte erreicht und Lambdas mit kleinen Öffnungswinkeln in der Regel sehr hohe Impulse haben. Diese zerfallen dann wegen der großen Zeitdilatation weit vom Diamanten entfernt. Die Auswirkung der Schnitte auf die Spurqualität und das Cerenkovsignal des Protons sind in den Abb.48 und 49 illustriert.

Abbildung 48

Zusammenhang zwischen der Qualität der rekonstruierten Spuren und dem Lambdasignal

- a) Punkte in allen vier Kammerblocks für Rekonstruktion benutzt oder  $\chi^2$  der Spuranpassung  $< 3$   
 b) Spuren die a) nicht erfüllen

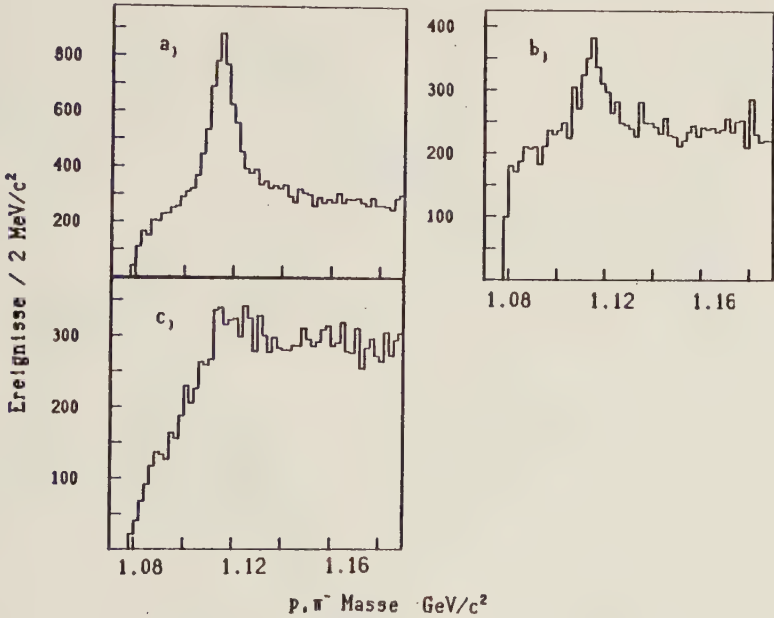


Bei der Definition der Auswahlkriterien für die verschiedenen Qualitätsstufen wird intensiv von der Beobachtung Gebrauch gemacht, daß die Untergrundverhältnisse stark von der Lage des Zerfallsvertexes relativ zum Diamanten

Abbildung 49

Zusammenhang zwischen dem Cerencovsignal des Protons  
und dem Lambdasignal

- a) Kein Cerencovsignal für Proton
- b) Cerencovsignal für Proton aber zusätzliches  
Teilchen mit Impuls oberhalb der  $\pi$ -Schwelle in  
gleicher Zelle
- c) Cerencovsignal für Proton und kein zusätzliches  
Teilchen mit Impuls oberhalb der  $\pi$ -Schwelle  
in gleicher Zelle



abhängen. Die Schnitte auf Spurqualität und Cerencovsignal werden umso strenger angewandt, je näher der Zerfallsvertex am Diamanten liegt, d.h. je schlechter die Untergrundverhältnisse sind.

## 10.2 ANALYSE DER $(\Lambda\pi)$ -MASSENSPEKTREN

Der Erfolg der Lambdalauswahl läßt sich mit den  $(\Lambda\pi)$ -Massenspektren belegen. Abb.50a zeigt das  $(\Lambda\pi^+)$ -Spektrum mit LSTT $\geq 2$  Lambdas im Massenbereich  $1.107 < M(p, \pi^-) < 1.124$  GeV/c<sup>2</sup>. Zum Vergleich sind für das in Abb.50b gezeigte Spektrum die Lambdas durch  $(p, \pi^-)$ -Paare, denen keine Qualitätsstufe zugeordnet werden kann, ersetzt worden. Nur Abb.50a zeigt ein klares Signal des  $\Sigma^+(1385)$ . Abb.51 zeigt die Massenverteilungen der  $(\Lambda\pi^-)$ -Kombination wieder für die beiden  $(p, \pi^-)$ -Selektionen, die wir bereits beim  $(\Lambda, \pi^+)$  verwendeten. Wiederum beobachten wir nur im Spektrum mit den Lambdas der Qualitätsstufe LSTT $\geq 2$  Resonanzproduktion. In Abb.51a sehen wir Signale vom  $\Sigma^-(1385)$  und vom Kaskadenteilchen  $\Xi^-(1321)$ , einem S=-2 Teilchen.

Abb.52 zeigt noch einmal ein  $(\Lambda\pi^-)$ -Spektrum. Hier werden Lambdas der Qualitätsstufe LSTT $\geq 0$  benutzt und es wird vom großen  $\sigma_T$  des  $\Xi^-(1321)$  ( $\approx 50$  mm) Gebrauch gemacht. In Abb.52a liegt der  $(\Lambda^0, \pi^-)$ -Vertex  $\approx 150$  mm stromabwärts vom Hauptvertex des Ereignisses, in Abb.52b  $\approx 150$  mm stromaufwärts, also auf der falschen Seite. Abb.52a unterscheidet sich von Abb.41 dadurch, daß nur Spuren mit Punkten in allen vier Kammerblocks des Vorwärtsspektrometers benutzt werden. Dadurch wird eine erheblich bessere Massenauflösung erreicht.

Abbildung 50  
Invariante Masse der  $(\Lambda^0, \pi^+)$ -Kombinationen

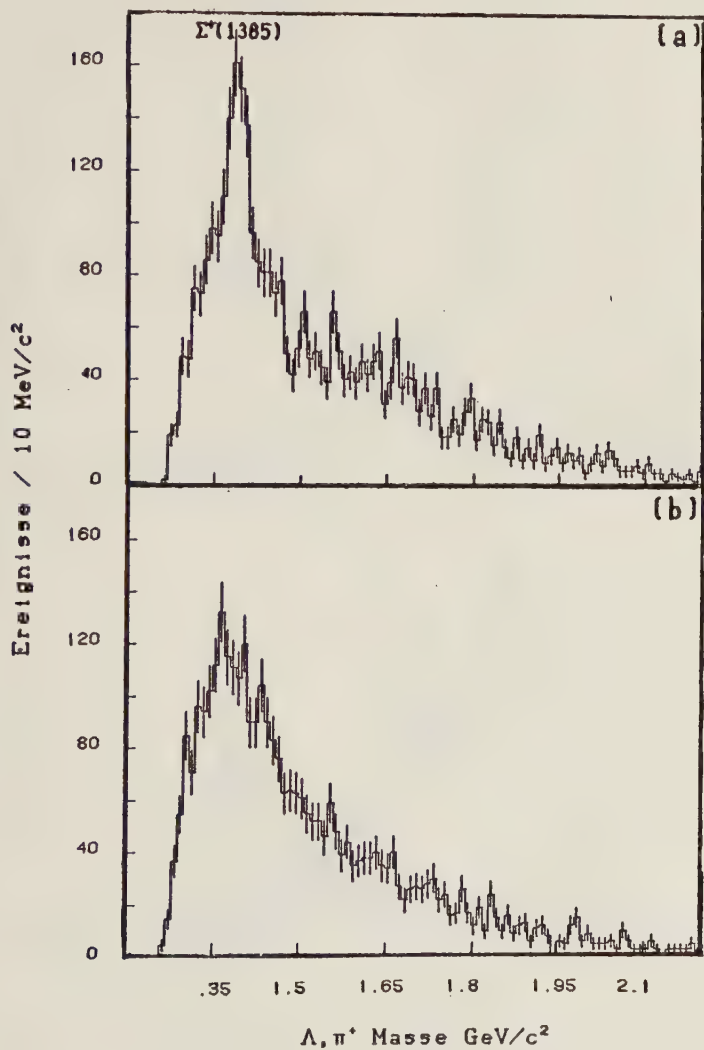


Abbildung 51  
Invariante Masse der  $(\Lambda^0, \pi^-)$ -Kombinationen

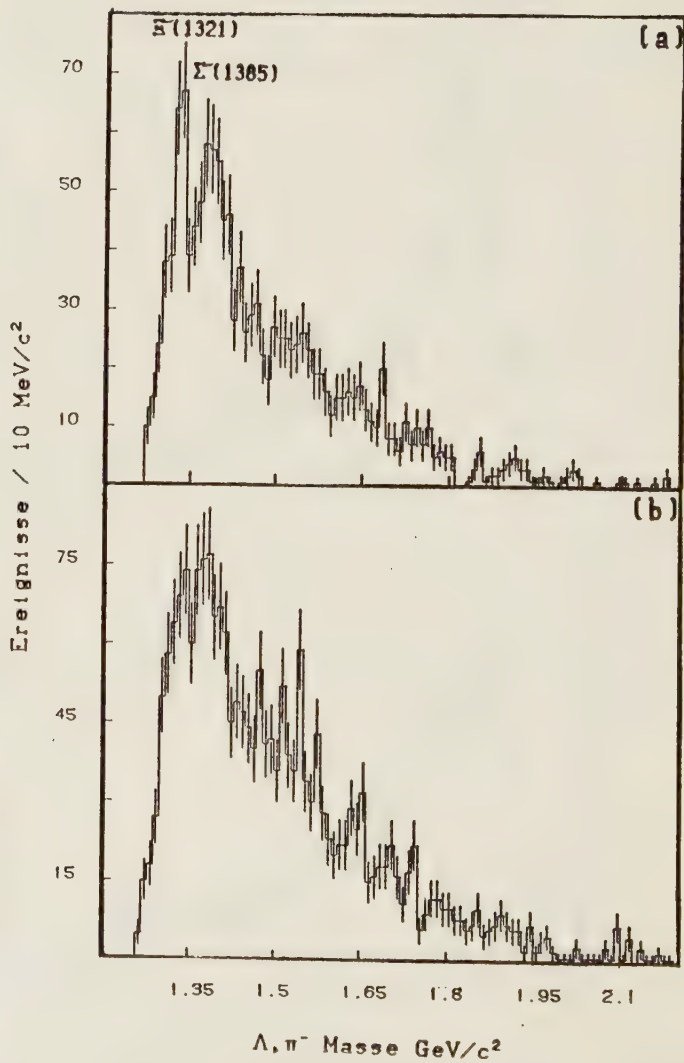
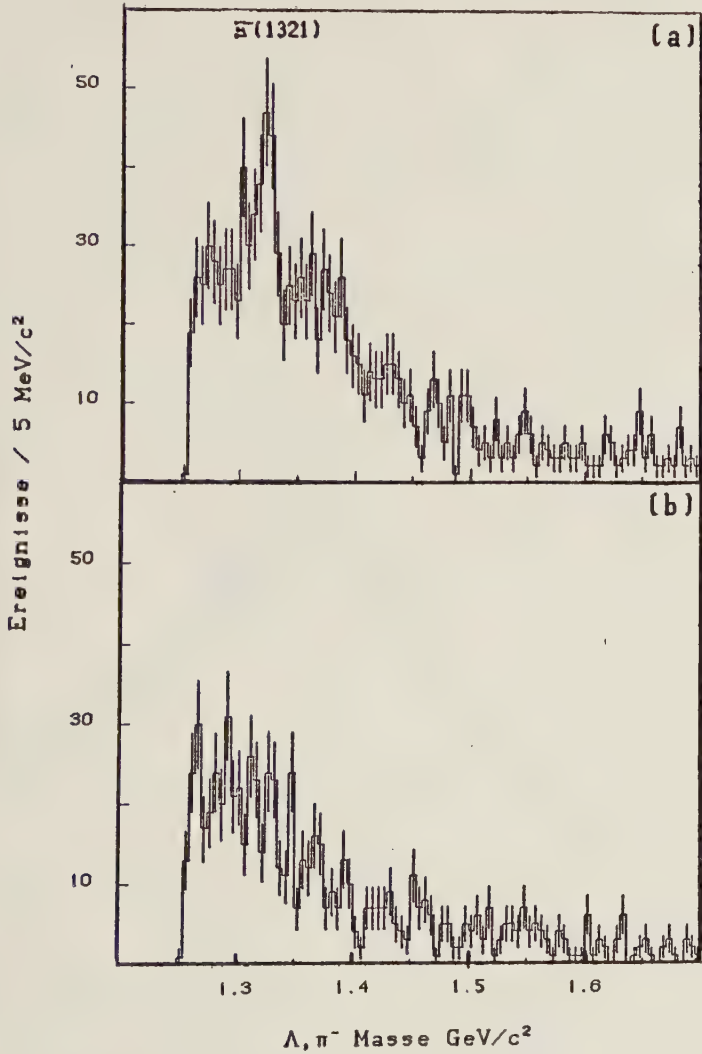


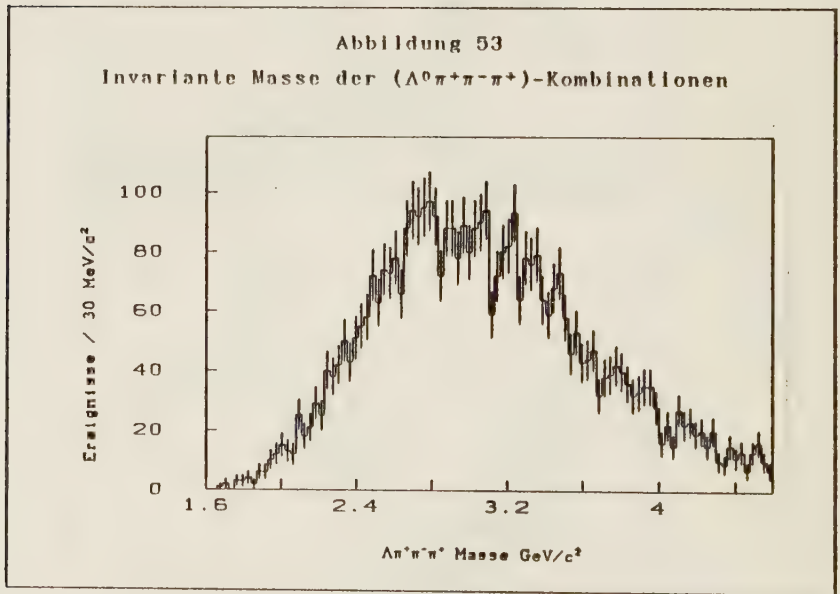
Abbildung 52

Invariante Masse der  $(\Lambda^0, \pi^-)$ -Kombinationen nach  
Schnitten auf die Lage des  $(\Lambda^0, \pi^-)$ -Vertexes



### 10.3 OBERE GRENZE FÜR DEN WIRKUNGSQUERSCHNITT IM $(\Lambda\pi^+\pi^-\pi^+)$ -KANAL

Die sorgfältige Lambdalauswahl, die zur Isolierung der  $\Sigma(1385)$  und des  $\Xi^-(1321)$  führt, bleibt bei den  $(\Lambda 3\pi)$ -Spektren ohne Erfolg. Wir beobachten kein Signal im Bereich der  $\Lambda_c^+$ -Masse. Auch für Kaskadenzerfälle wie  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma(1385) + 2\pi$  oder  $\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi$  können keine Anzeichen gefunden werden.



Wir müssen uns also im  $(\Lambda 3\pi)$ -Kanal darauf beschränken, die obere Grenze für das  $\sigma \cdot B$  des  $\Lambda_c^+$  zu berechnen. Dazu benutzen wir das in Abb. 53 gezeigte  $(\Lambda\pi^+\pi^-\pi^+)$ -Massenspektrum. Die Lambdas für diese Spektrum werden genau wie bei der Messung des  $\Lambda^0$ -Wirkungsquerschnitts ausgewählt. Das Feynman  $x$  des Systems wird, wie beim  $\Lambda_c^+$ -Signal im  $(K-p\pi^+)$ -Kanal, auf  $x > 0.4$  beschränkt. Bei der Monte Carlo Rechnung zur Ermittlung der geometrischen Akzeptanz, der

Multiplizitätskorrektur für die Triggerwahrscheinlichkeit und allen anderen Korrekturen wird ganz analog wie im (K-p $\pi^+$ )-Kanal vorgegangen. Wir finden:

$$\frac{\sigma \cdot B}{N(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda 3\pi)} = 0.17 \mu\text{b} \quad (x > 0.4, 10 < M_x < 28 \text{ GeV}/c^2) \quad (9.5)$$

Die zwei an 2.26 GeV/c<sup>2</sup> angrenzenden 30 MeV/c<sup>2</sup> Bins in Abb.53 enthalten 65 Ereignisse. Poissonstatistik liefert, daß der Erwartungswert mit 95 prozentiger Wahrscheinlichkeit (95% CL) weniger als 80 Ereignisse beträgt. Die obere Grenze für ein  $\Lambda_c^+$ -Signal in den beiden Bins liegt daher bei 15 Ereignissen. Für die Reaktion  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda 3\pi$  erwarten wir eine Massenauflösung von 30 bis 70 MeV/c<sup>2</sup>. Legen wir eine Auflösung von 50 MeV/c<sup>2</sup> zugrunde, dann würden 84% eines  $\Lambda_c^+$ -Signals in die zwei Bins fallen. Wir schließen daher, daß Abb.53 mit 95% CL weniger als 18  $\Lambda_c^+$ -Ereignisse enthält. Mit Gleichung (9.5) finden wir dann:

$$\sigma \cdot B < 3.1 \mu\text{b} \quad (x > 0.4, 10 < M_x < 28 \text{ GeV}/c^2) \quad (9.6)$$

## Kapitel 11

### DISKUSSION DER ERGEBNISSE

#### 11.1 MASSE DES CHARMANTEN BARYONS $\Lambda_c^+$

Um die von uns für das  $\Lambda_c^+$  gemessene Masse besser mit anderen Ergebnissen vergleichen zu können, haben wir Tab.12 zusammengestellt. In der Tabelle sind alle Experimente, die bislang über eine Beobachtung des  $\Lambda_c^+$  berichteten aufgeführt. Neben der jeweils gemessenen Masse sind auch die beobachteten Zerfallskanäle und die Reaktion, bei der das  $\Lambda_c^+$  produziert wurde, angegeben. Aus Tab.12 entnimmt man, daß die Mehrzahl der Experimente, genau wie wir, Massen um  $2260 \text{ MeV}/c^2$  finden. Nur zwei Experimente geben Massen an, die näher bei  $2205 \text{ MeV}/c^2$ , dem von MARK II [58] gemessenen Wert liegen. Doch auch sie sind innerhalb der Fehlergrenzen mit unserem Ergebnis verträglich.

Der MARK II Wert hat nur kleine Fehler und liegt verglichen mit den meisten anderen Experimenten zu hoch. Dem MARK II Ergebnis muß jedoch ein höheres Gewicht zugestanden werden, da es auf zwei voneinander unabhängigen Wegen ermittelt wurde. Es wurde direkt aus dem Massenspektrum und indirekt über die Energie der kollidierenden Elektronstrahlen bestimmt.

Zu unserem Experiment besteht aber nicht unbedingt eine ernste Diskrepanz. Wir kalibrieren und kontrollieren zwar unsere Massenskala mit einer Reihe von Zuständen bekannter Masse (z.B.  $\Lambda^0, K^0, \Xi^-$ ), erreichen damit aber nicht die hohe  $\Lambda_c^+$ -Masse. Wir können daher nicht mit Sicherheit feststellen, ob wir die Größe aller systematischen Fehler richtig eingeschätzt haben.

Tabelle 12

Übersicht über alle Experimente die bisher  
 $\Lambda_c^+$ -Produktion beobachteten

|                                      | Masse<br>MeV/c <sup>2</sup> | Reaktion   | Zerfälle                                                    |
|--------------------------------------|-----------------------------|------------|-------------------------------------------------------------|
| [15] Cazzoli et al. (75)             | 2260±12                     | $\nu p$    | $\Lambda^0 3\pi$                                            |
| [52] Knapp et al. (76)               | 2260±10                     | $\gamma p$ | $\bar{\Lambda}^0 3\pi$                                      |
| [53] Cnops et al. (79)               | 2254±12                     | $\nu n$    | $K^0 p \pi^+ \pi^-$                                         |
| [54] Baltay et al. (79)              | 2257±10                     | $\nu N$    | $\Lambda \pi^+, K^0 p$<br>$\Lambda 3\pi, K^0 p \pi^+ \pi^-$ |
| [55] Angelini et al. (79)            | 2286±16                     | $\nu N$    | $K^- p \pi^+$                                               |
| dieses Experiment<br>-R606-          | 2262±10                     | $pp$       | $K^- p \pi^+$                                               |
| [56] Lockman et al. (79)<br>-R603-   | 2280±07                     | $pp$       | $\Lambda 3\pi, K^- p \pi^+$                                 |
| [57] Drijard et al. (79)<br>-SFM-    | ≈2260                       | $pp$       | $K^- p \pi^+,$<br>$K^0 \pi^+ p, \Delta^{++} K^-$            |
| [58] Abrams et al. (79)<br>-MARK II- | 2285±06                     | $e^+ e^-$  | $K^- p \pi^+, K^0 p,$<br>$\Lambda \pi^+ \text{ u. a.}$      |

## 11.2 VERZWEIGUNGSVERHÄLTNISSE

Wenn wir unseren Wert für  $\sigma(\Lambda_c^+) \cdot B(K-p\pi^+)$  (9.4) mit unserer oberen Grenze für  $\sigma(\Lambda_c^+) \cdot B(\Lambda^0 3\pi)$  (9.6) vergleichen, so finden wir:

$$\frac{B(\Lambda 3\pi)}{B(K-p\pi^+)} < 1. \quad (11.1)$$

Von [56] wurde  $\sigma \cdot B$  für beide Zerfallskanäle gemessen und das Verhältnis (11.1) ergibt sich zu  $1.22 \pm 0.46$ .

Mit Hilfe von [54] und [58] können wir ebenfalls  $B(\Lambda 3\pi)/B(K-p\pi^+)$  berechnen. Die beiden Messungen, [54] und [58], stimmen übrigens, wo sie verglichen werden können, gut überein:

$$\frac{B(\Lambda\pi^+)}{B(K^0 p)} = \begin{cases} 0.67 \pm 0.49 & [54] \\ 0.65 \pm 0.48 & [58] \end{cases}$$

Mit:

$$B(pK^0)/B(K-p\pi^+) = 0.54 \pm 0.25 \quad [58]$$

und

(11.2)

$$B(\Lambda 3\pi)/B(K-p\pi^+) = (1.5 \pm 1.4)/(2.7 \pm 1.6) \approx 0.56 \quad [54]$$

ergibt sich:

$$B(\Lambda 3\pi^+)/B(K-p\pi^+) \approx 0.30 \quad (11.3)$$

Die Fehler in (11.2) sind aber sehr groß und damit ist auch der Wert in (11.3) recht ungenau.

Wie man sieht deuten alle Ergebnisse darauf hin, daß beim  $\Lambda_c^+$ -Zerfall das Verzweigungsverhältnis in den  $\Lambda 3\pi$ -Kanal kleiner als das in den  $K-p\pi^+$ -Kanal ist.

### 11.3 $\Lambda_c^+$ -PRODUKTION BEI STARKER WECHSELWIRKUNG

Es gibt noch zwei weitere Messungen der  $\Lambda_c^+$ -Produktion bei starker Wechselwirkung, ebenfalls von ISR Experimenten [56,57]. Wir wollen die Beobachtungen vergleichen und fassen daher zunächst die Resultate der beiden anderen Experimente kurz zusammen:

1. R603 [56]: Das Experiment benutzte einen inklusiven Trigger. Wegen der auf den Vorwärtskonus beschränkten, kleinen Akzeptanz konnten nur  $\Lambda_c^+$ 's mit sehr hohem Feynman  $x$  nachgewiesen werden. Das  $\Lambda_c^+$ -Signal wurde im  $\Lambda 3\pi$  und im  $K-p\pi^+$ -Kanal beobachtet. Für den Bereich  $0.75 < |x| < 0.9$  wurden die folgenden Wirkungsquerschnitte ermittelt:

$$\sigma \cdot B(K-p\pi^+) = 4.6 \pm 0.6 \mu b$$

$$\sigma \cdot B(\Lambda 3\pi) = 5.6 \pm 2.0 \mu b$$

2. Split Field Magnet [57]: Der Apparat, der beinahe den vollen Raumwinkel von  $4\pi$  erfaßt, wurde mit schnellen, mit  $p_t > 0.5$  GeV/c und unter  $\Theta_{1,b} \approx 20^\circ$  emittierten  $K^-$ -Mesonen getriggert. Das  $\Lambda_c^+$ -Signal kann nur extrahiert werden, wenn bei der Analyse eine Reihe von Schnitten, die Ereignisse mit diffraktiver Signatur bevorzugen, angewandt werden. Wenn der kombinatorische Untergrund schließlich noch reduziert wird, indem  $K-\pi^+$ - oder  $p\pi^+$ -Kombinationen im Bereich der  $K^{*+}$ - bzw. der  $\Delta^{++}$ -Masse verlangt werden, wird ein  $\Lambda_c^+$ -Signal im  $K-p\pi^+$ -Kanal mit  $.4 < |x| < .8$  [61] beobachtet. Die folgenden Wirkungsquerschnitte werden unter der Annahme bestimmt, daß die Produktion der  $\Lambda_c^+$ 's flach in der Rapiditätsvariablen  $y$  bzw. der Feynmanvariablen  $x$  erfolgt.

|                              | $\Lambda_c^+ \rightarrow K^0 \pi^+$ | $\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \Delta^{++}$ |
|------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------------|
| $d\sigma/dy = \text{konst.}$ | $6.2 \mu\text{b}$                   | $6.7 \mu\text{b}$                         |
| $d\sigma/dx = \text{konst.}$ | $3.0 \mu\text{b}$                   | $3.3 \mu\text{b}$                         |

Die Fehler dieser Werte werden auf  $\approx 50\%$  geschätzt. Die aus dem diffraktiven Signal bestimmten Wirkungsquerschnitte wurden dabei um 30% erhöht [61], um für ein eventuell verborgenes Signal in den nicht diffraktiven, bei der Analyse verworfenen Ereignissen zu korrigieren. Die Ergebnisse werden daher als totale inklusive Wirkungsquerschnitte bezeichnet.

Die SFM Gruppe mißt auch das Verhältnis der Verzweigungsverhältnisse

$$B(K^0 \pi^+) / B(K^- p \pi^+) = 0.4^{+0.1}_{-0.2} \quad (11.4)$$

Dieses Ergebnis wird mit Daten verifiziert, die mit einem Elektronentrigger aufgezeichnet wurden und in denen die SFM Gruppe das  $\Lambda_c^+$ -Signal direkt im  $K^- p \pi^+$ -Kanal beobachtet [60].

Die drei ISR-Experimente studierten also verschiedene Reaktionstypen sowie Zerfälle und erfaßten unterschiedliche kinematische Bereiche. Das macht den Vergleich der Ergebnisse untereinander schwierig. Um besser vergleichbare Zahlen zu erhalten, extrapolieren wir alle Wirkungsquerschnitte auf den vollen  $x$ -Bereich ( $|x| \geq 0.$ ). Wir benutzen dazu  $d\sigma/dx = \text{konst.}$  bzw.  $d\sigma/dx \approx (1-x)^1$  als Parametrisierung. Außerdem rechnen wir das von der SFM Gruppe gemessene  $\sigma \cdot B(K^0 \pi^+)$  mit Gleichung (11.4) auf  $\sigma \cdot B(K^- p \pi^+)$  um. Die so berechneten Zahlen sind in Tab.13 zusammengestellt.

Unser Ergebnis (R606) und das der SFM Gruppe basieren beide auf diffraktiven Signalen. In der Tat liegen die

Tabelle 13

$\sigma \cdot B$  für  $\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p \pi^+$  in den Experimenten R606, SFM und R603

Alle Wirkungsquerschnitte sind in  $\mu b$  angegeben.

|                                                               | R606<br>diffraktiv<br>$10 < M < 28 \text{ GeV}$<br>$\sqrt{s} = 63 \text{ GeV}$<br>$ x  > .4$ | SFM<br>inklusive<br>diffr. Sig.<br>$\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$<br>.4 < $ x $ < .8 | R603<br>inklusive<br>$\sqrt{s} = 63 \text{ GeV}$<br>.75 < $ x $ < .9 |
|---------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------|
| beob.x-Bereich                                                | $3.1 \pm 1.3$                                                                                | $3.0 \pm 2.1$                                                                     | $4.6 \pm 0.6$                                                        |
| $ x  \geq 0.$ , extrapol.<br>mit $d\sigma/dx = \text{konst.}$ | $5.2 \pm 2.2$                                                                                | $7.5 \pm 5.3$                                                                     | $30.7 \pm 4.0$                                                       |
| $ x  \geq 0.$ , extrapol.<br>mit $d\sigma/dx \approx (1-x)^1$ | $8.6 \pm 3.6$                                                                                | $9.4 \pm 6.6$                                                                     | $92.0 \pm 12.0$                                                      |

ermittelten Wirkungsquerschnitte, unabhängig von der für die Extrapolation gewählten Parametrisierung, recht nahe beieinander. Daß der SFM Wert etwas höher liegt, obwohl er bei niedrigerem  $\sqrt{s}$  gemessen wurde, ist verständlich. Er wurde einerseits um 30% erhöht, um einem eventuell in den nicht diffraktiven Ereignissen verborgenen Signal Rechnung zu tragen. Andererseits erfaßt die SFM Messung, im Gegensatz zur unseren, auch diffraktive Reaktionen  $pp \rightarrow pX$  mit  $M_x < 10 \text{ GeV}/c^2$  und doppeldiffraktive Prozesse.

Tab.13 zeigt, daß das Experiment R603 einen sehr viel höheren Wert findet als die SFM Gruppe und wir. Nur bei R603 handelt es sich aber um eine echt inklusive Messung. Die Diskrepanz wäre daher verständlich, wenn man annähme, daß die  $\Lambda_c^+$ -Produktion in diffraktiven und anderen Ereignissen etwa gleich häufig erfolgt. Doch diese Annahme steht im Widerspruch zur Beobachtung der SFM Gruppe. Sie findet, daß die nicht diffraktive  $\Lambda_c^+$ -Produktion höchstens 30% der diffraktiven  $\Lambda_c^+$ -Produktion beträgt.

Im MARK II Experiment wurde das Verzweigungsverhältnis  $\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p \pi^+$  bestimmt zu:

$$B(K^- p \pi^+) = 2.2 \pm 1.0\% \quad (11.5)$$

Wir können damit auf das gesamte  $\sigma(\Lambda_c^+)$  schließen. In Tab.14 ist der mit (11.5) berechnete  $\Lambda_c^+$ -Wirkungsquerschnitt für die drei ISR Experimente zusammen mit dem  $\Lambda^0$ -Wirkungsquerschnitt gegeben. Der  $\Lambda^0$ -Wirkungsquerschnitt in den von den Experimenten erfaßten  $x$ -Bereichen wurde mit einer  $(1-x)^1$ -Abhängigkeit der  $\Lambda^0$ -Produktion aus inklusiven Messungen bestimmt. Für die diffraktive  $\Lambda^0$ -Produktion wurde außerdem angenommen, daß sie sich nicht von der inklusiven unterscheidet (siehe dazu auch Kapitel 8.3).

Das SFM Resultat vergleichen wir sowohl mit der in diffraktiven Daten erwarteten  $\Lambda^0$ -Produktion als auch mit der inklusiven  $\Lambda^0$ -Produktion. Wir entnehmen aus Tab.14, daß unsere Messung und die der SFM Gruppe sowohl bezüglich des Wirkungsquerschnitts als auch bezüglich des  $\Lambda_c^+/\Lambda^0$ -Verhältnisses innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Nur den diffraktiven Teil der SFM-Messung dürfen wir natürlich zu diesem Vergleich heranziehen. Eine klare Diskrepanz besteht aber zwischen dem inklusiven SFM und dem R603 Ergebnis. Nur wenn man im Widerspruch zur Beobachtung der SFM Gruppe annimmt, daß der Anteil der  $\Lambda_c^+$ -Produktion innerhalb und außerhalb des diffraktiven Bereiches etwa gleich groß ist und nur den diffraktiven Teil der SFM Messung berücksichtigt, sind R603 und SFM Messung vereinbar.

Die Bedeutung der am ISR beobachteten  $\Lambda_c^+$ -Produktion für die Beam-Dump Experimente wurde in [62] untersucht. Die Autoren kommen zu dem Schluß, daß die Ergebnisse vereinbar sind, wenn das semileptonische Verzweigungsverhältnis für das  $\Lambda_c^+$  erheblich unter 10% liegt. Sie erwähnen auch, daß der in den Beam-Dump Experimenten beobachtete Ueberschuß von prompten  $\nu_u$ 's gegenüber prompten  $\bar{\nu}_u$ 's eine Hinweis auf diffraktive  $\Lambda_c^+$ -Produktion sein könnte.

Vergleichen wir nun die experimentellen Resultate mit den theoretischen Vorhersagen (siehe Kap. 1 und Abb.4). Tab.14 zeigt, daß die  $\Lambda_c^+$ - und die  $\Lambda^0$ -Produktion etwa von gleicher Größenordnung sind. Das bedeutet Wirkungsquerschnitte im mb-Bereich, die viel zu hoch sind, um sich mit den Vorhersagen der QCD Störungstheorie vereinbaren zu lassen. Auch die große  $\Lambda_c^+$ -Produktion bei hohem Feynman  $x$ , die auf eine geringe  $x$ -Abhängigkeit der Produktion hindeutet, erwartet man nicht in der QCD Störungstheorie.

Die Gluoproduktion [24] könnte möglicherweise die geringe  $x$ -Abhängigkeit erklären. Der mit diesem Modell berechnete Wirkungsquerschnitt liegt jedoch mit  $440\mu\text{b}$  bei  $\sqrt{s}=60$  GeV immer noch zu niedrig, zumal er auch die Paarproduktion von charmanten Mesonen einschließt. Hier muß aber angemerkt werden, daß das Verzweigungsverhältnis für  $\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p^+$  (11.5) möglicherweise im Mark II Experiment unterschätzt wurde. Wäre das der Fall, dann hätten wir in Tab.14 den Wirkungsquerschnitt für die  $\Lambda_c^+$ -Produktion überschätzt. Wie in [58] angegeben, basiert das Verzweigungsverhältnis (11.5) auf der Annahme, daß charmannte Baryonen bei  $e^+e^-$ -Stößen stets in Paaren erzeugt werden und alle massiveren charmanten Baryonen stets über das  $\Lambda_c^+$  zerfallen. Wäre etwa ein Teil der Produktion assoziierte Produktion (z.B.  $\Lambda_c^+ \bar{D}^0$ ) oder die Massendifferenz zwischen dem  $\Sigma_c$  und dem  $\Lambda_c^+$  weniger als eine Pionmasse, so müßte das Verzweigungsverhältnis angehoben werden.

Nun zum diffraktiven Produktionsmodell [25]. Das in unserem Experiment gefundene Verhältnis von  $\Lambda_c^+$  und  $\Lambda^0$  Produktion ( $\approx 1/1$ ) steht klar im Widerspruch zu dem von diesem Modell vorhergesagten Verhältnis von  $\approx 1/50$ . Selbst wenn man  $B(K^- p^+) \approx 10\%$  annimmt, bleibt die Diskrepanz bestehen.

Fassen wir zusammen: Unser Resultat stimmt gut mit dem diffraktiven Teil der SFM Messung überein. Das inklusive SFM und das R603 Ergebnis sind aber unvereinbar, solange man

Tabelle 14

Wirkungsquerschnitte für  $\Lambda_c^+ -$  und  $\Lambda^0$ -Produktion in  
den Experimenten R606, SFM und R603

Alle Wirkungsquerschnitte und Verhältnisse beziehen  
sich auf den vom jeweiligen Experiment erfaßten Bereich  
und Reaktionstyp.

|                                         | R606<br>diffraktiv<br>$10 < M < 20 \text{ GeV}$<br>$\sqrt{s} = 63 \text{ GeV}$<br>$ x  > .4$ | SFM<br>diffr.   inkl.<br>$\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$<br>.4 < $ x $ < .8 |                | R603<br>inklusive<br>$\sqrt{s} = 63 \text{ GeV}$<br>.75 < $ x $ < .9 |
|-----------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------|----------------|----------------------------------------------------------------------|
| $\sigma(\Lambda_c^+) \text{ (mb)}$      | $.14 \pm .09$                                                                                | $.10 \pm .07$                                                           | $.14 \pm .10$  | $.21 \pm .10$                                                        |
| $\sigma(\Lambda^0) \text{ (mb)}$        | $\approx 0.13$                                                                               | $\approx 0.31$                                                          | $\approx 1.28$ | $\approx 0.23$                                                       |
| $\sigma(\Lambda_c^+)/\sigma(\Lambda^0)$ | $\approx 1/1$                                                                                | $\approx 1/3$                                                           | $\approx 1/9$  | $\approx 1/1$                                                        |

nicht einen mit  $x$  anwachsenden  $\Lambda_c^+$ -Wirkungsquerschnitt annimmt. Eine solche  $x$ -Abhängigkeit wurde aber bei der inklusiven Produktion anderer Baryonen noch nie beobachtet und ist daher unwahrscheinlich. Berücksichtigt man aber nur die diffraktive SFM Messung und nimmt im Widerspruch zur SFM Gruppe an, daß der Anteil der  $\Lambda_c^+$ -Produktion innerhalb und außerhalb des diffraktiven Bereiches etwa gleich groß ist, dann stünden die Resultate aller drei ISR Experimente in Einklang.

Die theoretischen Modelle können die Größe der beobachteten Wirkungsquerschnitte für die Produktion von charmanten Baryonen am CERN ISR nicht erklären. Sollte sich das unserer Diskussion zugrunde gelegte Verzweungsverhältnis für  $B(K-p\pi^+)$  in der Folge tatsächlich als zu hoch herausstellen, dann könnte das Gluoproduktionsmodell [24] eventuell ein guter Kandidat für die Beschreibung der Produktion von charmanten Baryonen bei  $pp$ -Stößen sein.

# BIBLIOGRAPHIE

1. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404
2. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406
3. Gell-Mann M., Phys. Lett. 8 (1964) 214
4. Zweig G., CERN Rep. 8182/Th.401, 8419/Th.412
5. Bjorken B.J. and Glashow S.L., Phys. Lett. 11 (1964) 255
6. Glashow S.L., Iliopoulos J. and Maiani L., Phys. Rev. D2 (1970) 1285
7. Hasert et al., Phys Lett. 46B (1973) 121 und 138
8. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 800
9. Einhorn M.B., Introduction to SU(4) and the Properties of the Charmed Hadrons, Fermilab-Lecture-75-THY/EXP (1975)
10. Gaillard M.K., Charm, CERN-PRE 78-156 (1978)
11. Goldhaber G. et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 255
12. Peruzzi I. et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 569
13. Brandelik R. et al., Phys. Lett. 70B (1977) 132
14. Muller F., Recent Observations of Charmed Baryons and their Implications in Hadronic Production Processes, CERN/EP 79-148 (1979)
15. Cazzoli E.G. et al., Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1125
16. Fuchi H. et al., Nagoya University preprint, DPNU-8-79 (1979)
17. Peterson C., Nordita preprint, Nordita-80/2 (1980)
18. Marciano W. and Pagels H., Quantum chromodynamics, Nature 279 (1979) 479
19. Fritzsche H., Chromodynamic Theorie of Hadrons, Ref.TH.2503-CERN (1978)
20. Carlson C.E. and Suaya R., Phys. Rev. D14 (1976) 3115
21. Georgi S.L. et al., Harvard University preprint, HUTP-78/A008 (1978)
22. Fritzsche H., Phys. Lett. 67B (1977) 219
23. Halzen F. and Matsuda S., Phys. Rev. D17 (1978) 1344
24. Fritzsche H. and Streng K.H., Phys. Lett. 78B (1978) 447
25. Gustafson G. and Peterson C., Phys. Lett. 67B (1977) 81.
26. Giacomelli C. and Jacob M., Physics at the CERN-ISR, Phys. Rep. 55 (1979) 1
27. Sens J.C., Lectures Presented at Scottish Universities Summer School, Topics in Particle Physics with Colliding Proton Beams (1973)

28. Baksay L., Nucl. Instrum. Methods 133 (1976) 219
29. Ceradini F. et al., Nucl. Instrum. Methods 156 (1978) 171
30. Irion J., Dissertation, Universität München, in Vorbereitung
31. Lockman W.S., Dissertation, UCLA (1978), unveröffentlicht
32. Rander J.S., Dissertation, UCLA (1976), unveröffentlicht
33. Bal F. et al., What is CAMAC?, CERN-NP CAMAC NOTE 45-00 (1973)
34. Iselin F. et al., Introduction to CAMAC, CERN-NP CAMAC NOTE 25-00 (1971)
35. Meyer S.L., Data Analysis for Scientists and Engineers, John Wiley & Sons, New York (1975)
36. Brandt S., Statistische Methoden der Datenanalyse, BI Hochschul Taschenbücher 816/816a (1968) 157
37. Albrow M.G. et al., Nucl. Phys. B108 (1976) 1
38. Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Lett. 75B (1978)
39. Erhan S. et al., Phys. Lett. 85B (1979) 447
40. Giboni K.L., Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (1980), unveröffentlicht
41. Giboni K.L. et al., Phys. Lett. 85B (1979) 437
42. Gaillard M.K., Lee B.W. and Rosner J.L., Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 277
43. CERN Program Library W 515
44. James F., Monte Carlo Phase Space, CERN Report 68-15
45. Kichimi H. et al., Phys. Rev. 20D (1979) 37
46. Whitmore J., Phys. Rep. 27C (1976) 187
47. Jaeger K. et al., Phys. Rev. 11D (1975) 2405
48. Block M.M. et al., CERN-EP/79-82 (1979)
49. Block M.M. et al., CERN-EP/79-81 (1979)
50. Brodsky S.J. and Gunion J.F., Phys. Rev. D17 (1978) 848
51. Barish S.J. et al., Phys. Rev. D15 (1977) 1
52. Knapp B. et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 882
53. Cnops A.M. et al., Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 197
54. Baltay C. et al., Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1721
55. Angelini C. et al., Phys. Lett. 84B (1979) 150
56. Lockman W.S. et al., Phys. Lett. 85B (1979) 443
57. Drijard D. et al., Phys. Lett. 85B (1979) 452
58. Abrams G.S. et al., SLAC-PUB-2406,-2429 (1979)
59. Davies J.T. and Vaughn J.M., Astrophys. J. 137 (1963) 1302

- 60. Kluge E.E., CERN-EP/79-153 (1979)
- 61. Geist W.M., CERN/EP 79-129 (1979)
- 62. Ringland G. and Wachsmuth H., University of Wisconsin-Madison preprint, C00-088-116 (1979)



## LEBENS LAUF

Geboren am 18.1.48 in Bad Reichenhall

Von 1954 bis 1958 Grundschule in Bad Reichenhall

Von 1958 bis zum erfolgreichen Abschluß der Reifeprüfung im Juli 1967 Besuch des math.-naturwissenschaftl. Zweiges des Karlsgymnasiums Bad Reichenhall

Wehrdienst von Oktober 1967 bis Januar 1969

Im Sommersemester 1969 Beginn des Studiums der Physik - zunächst an der Technischen Universität München und später an der Ludwig Maximilians Universität (LMU) München

Im März 1971 Diplomvorprüfung an der LMU München abgelegt

Diplomarbeit auf dem Gebiet der theoretischen Molekülphysik

Im Juli 1975 Diplomhauptprüfung - an der LMU München abgelegt

Seit November 1975 Mitarbeit an einem Forschungsprojekt der LMU auf dem Gebiet der experimentellen Elementarteilchenphysik am Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf. Dabei mehrjährige Arbeit am CERN in Genf und acht monatiger Gastaufenthalt an der University of California Riverside



## DANKSAGUNG

Besonders zu Dank verpflichtet fühle ich mich Herrn Prof.Dr.A.Staude, dem Betreuer meiner Dissertation. Mit viel Verständnis hat er durch ständige Anregungen, Ratschläge und Diskussionen wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Herrn Prof.Dr.U.Meyer-Berkhout danke ich für die großzügigen Arbeitsbedingungen an seinem Institut, die Gelegenheit zu einem mehrjährigen Aufenthalt am Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf und dafür, daß er mir die Möglichkeit gab, einer Einladung in die USA zu folgen.

Frau Prof.Dr.A.Kernan danke ich für die vielen hilfreichen Gespräche und die anregende Arbeitsatmosphäre, die ich bei meinem Aufenthalt an ihrem Institut an der University of California Riverside vorfand. Besonders möchte ich mich auch für ihre große Gastfreundschaft bedanken.

Herrn Prof.Dr.A.Böhm und Herrn Prof.Dr.F.Müller danke ich für die zahlreichen Anregungen und Diskussionen.

Herrn Prof.Dr.C.Rubbia, Leiter dieses Experimentes, danke ich dafür, daß ich in seiner Gruppe mitarbeiten konnte.

Meinen Freunden und Kollegen von der CERN-Harvard-Aachen-Riverside-München-Northwestern (CHARM) Kollaboration möchte ich für die angenehme und fruchtbare Zusammenarbeit während der letzten Jahre danken.

Eliane danke ich für ihre wertvolle Hilfe bei der Fertigstellung des Manuskriptes.

Schließlich möchte ich noch meiner Mutter für ihr Verständnis und ihre Unterstützung in all den Jahren danken.





